

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Impulsions courtes	7
1.2	Fusion inertielle et allumage rapide	9
1.3	Objectifs de la thèse	14
1.4	Plan de la thèse	16
2	Génération et transport d'électrons rapides. Rappels théoriques	19
2.1	Interaction laser-matière en régime ultra-intense	19
2.1.1	Paramètres liés au champ laser ultra-intense	20
2.1.2	Caractéristiques de la région d'interaction avec une cible solide	22
2.2	Accélération d'électrons suprathermiques	24
2.2.1	Mécanismes collisionnels	24
2.2.2	Mécanismes collectifs	25
2.2.3	Conclusion sur les mécanismes d'accélération	29
2.2.4	Conditions expérimentales	30
2.3	Transport dans un solide. Effets collisionnels	31
2.3.1	Généralités sur le transport	31
2.3.2	Diffusion angulaire	32
2.3.3	Pouvoir d'arrêt collisionnel et radiatif	35
2.4	Effets collectifs	40
2.4.1	Introduction	40
2.4.2	Neutralisation du faisceau et courant de retour	40
2.4.3	Importance des champs	43
2.4.4	Chauffage résistif	43
2.4.5	Instabilités	46
3	Mesures de réflectivité et émissivité	49
3.1	Introduction	49
3.2	Dispositif expérimental	51
3.2.1	Le laser 100TW du LULI	51
3.2.2	Enceinte d'interaction et diagnostics	52
3.2.3	Mesure d'énergie et de durée	54
3.2.4	Cibles	54

3.3	Diagnostic de réflectométrie	55
3.3.1	Système de reprise d'image	55
3.3.2	Méthode "classique" : images instantanées 2D	56
3.3.3	Méthode "chirpée" : images 1D résolues dans le temps	57
3.3.4	De la réflectivité expérimentale à la réflectivité absolue	59
3.4	Diagnostic d'émission propre	60
3.4.1	Système de reprise d'image	60
3.4.2	Calibration absolue du diagnostic d'émission propre	61
3.5	Réflectométrie	64
3.5.1	Présentation des résultats : méthode classique	64
3.5.2	Présentation des résultats : méthode chirpée	72
3.5.3	Discussion et analyse des résultats de réflectométrie	76
3.6	Emission propre	88
3.6.1	Présentation des résultats	88
3.6.2	Discussion des résultats d'émission propre	95
3.7	Conclusion	104
4	Spectroscopie et imagerie de l'émission $K\alpha$. Imagerie X-UV.	107
4.1	Introduction	107
4.2	Dispositif expérimental	109
4.2.1	Dispositif expérimental au LULI	109
4.2.2	Dispositif expérimental au RAL	112
4.2.3	Cibles	114
4.2.4	Mécanismes de génération du rayonnement $K\alpha$	115
4.2.5	Décalage spectral de la raie $K\alpha$	118
4.3	Spectromètre de Bragg à cristal conique	120
4.3.1	But et contraintes de la mesure	120
4.3.2	Principe de fonctionnement du cristal conique	121
4.3.3	Paramètres du spectromètre	122
4.3.4	Essai de focalisation	128
4.3.5	Dépouillement des spectres	128
4.4	Système d'imagerie monochromatique X- $K\alpha$	130
4.5	Système d'imagerie XUV de l'émission en face arrière	133
4.6	Résultats expérimentaux	134
4.6.1	Images X $K\alpha$ et XUV. Aspects géométriques	135
4.6.2	Estimation de la température à partir des images XUV	142
4.6.3	Spectres X $K\alpha$	144
4.7	Cas particulier : cibles mousses préionisées	148
4.8	Conclusion	150
5	Caractérisation du faisceau d'électrons et estimation du chauffage	151
5.1	Introduction	151
5.2	Intensité $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur	151

5.2.1	Cibles multicouches	152
5.2.2	Détermination des caractéristiques de la source d'électrons . . .	154
5.2.3	Recirculation	159
5.2.4	Cibles avec couche de propagation en plastique	162
5.2.5	Cibles d'aluminium massif	164
5.3	Estimation du chauffage	167
5.3.1	Analyse des raies $K\alpha$ chaudes	167
5.3.2	Double ionisation KL	168
5.3.3	Modèle d'ionisation	169
5.3.4	Effets géométriques	170
5.3.5	Aspects dynamiques	171
5.3.6	Simulation numérique du chauffage	172
5.4	Conclusions	189
6	Conclusions et perspectives	191
6.1	Conclusions	191
6.2	Perspectives	193
	Annexes	196
A	Annexe : codes de simulation	197
A.1	Code hydrodynamique <i>MULTI-1D</i>	197
A.2	Code de transport Monte-Carlo <i>PropEl</i>	198
A.3	Code de transport hybride <i>PâRIS</i>	200
	Remerciements	203
	Bibliographie	205

Chapitre 1

Introduction

Ce travail de thèse s'inscrit dans le contexte des recherches sur la fusion par confinement inertiel. Il concerne plus particulièrement le schéma de l'allumage rapide, qui prévoit l'utilisation d'impulsions laser ultra-intenses pour amorcer les réactions nucléaires dans le combustible. Jusqu'à présent, la faisabilité de ce scénario n'a pas encore été prouvée. Il dépend de nombreux aspects fondamentaux de la physique mise en jeu, qui ne sont pas encore entièrement maîtrisés. Dans ce travail, nous nous sommes proposés d'étudier expérimentalement un des aspects fondamentaux de ce nouveau schéma : le transport d'énergie par les électrons relativistes créés par un faisceau laser ultra-intense.

Dans cette introduction, nous évoquons d'abord le type de lasers qui sont actuellement utilisés pour générer des impulsions courtes et ultra-intenses ; puis nous décrivons le schéma de l'allumage rapide et ses caractéristiques dans le contexte de la fusion inertielle. La dernière partie de l'introduction sera consacrée à la présentation des objectifs scientifiques et de la structure de ce travail de thèse.

1.1 Impulsions courtes

Depuis leur invention dans les années soixante, les lasers n'ont cessé d'être un outil privilégié pour concentrer l'énergie et la délivrer de manière contrôlée à la matière. Dans les années soixante-dix, l'introduction du laser déclenché (Q-switch) et du blocage de modes (mode-locking) a permis d'obtenir des impulsions de plus en plus courtes (inférieures à la nanoseconde). Cependant, la difficulté à amplifier ces impulsions, eût égard aux effets non-linéaires associés aux hautes densités d'énergie dans les milieux amplificateurs, a conduit à une phase de stagnation dans la course vers des puissances toujours plus élevées. Une véritable révolution technologique, qui a permis de résoudre le problème de l'amplification des impulsions courtes, a eu lieu au cours des années quatre-vingts. La technique d'amplification par dérive de fréquence (CPA

Chirped Pulse Amplification [Strickland85] a permis d'augmenter la puissance des impulsions du gigawatt au térawatt (3 ou 4 ordres de grandeur) pour des lasers "tabletop" et jusqu'au pétawatt pour des lasers de grande dimension. La technique CPA, illustrée schématiquement dans la figure 1.1, consiste à augmenter la durée d'une impulsion courte ($< 100\text{fs}$, 10^{-9}J) générée par un oscillateur large bande Titane-saphire de 3 – 5 ordres de grandeur. On étale les composantes spectrales par le passage dans un étireur, système optique dispersif constitué par un afocal et deux réseaux de diffraction. L'impulsion peut ensuite être amplifiée en plusieurs étapes dans une chaîne de puissance, jusqu'à 8 – 10 ordres de grandeur, en restant en deçà du seuil d'endommagement des milieux optiques traversés. Ensuite, l'impulsion est recomprimée temporellement par un système dispersif, symétrique de l'étireur, qui compense le retard des différentes longueurs d'ondes.

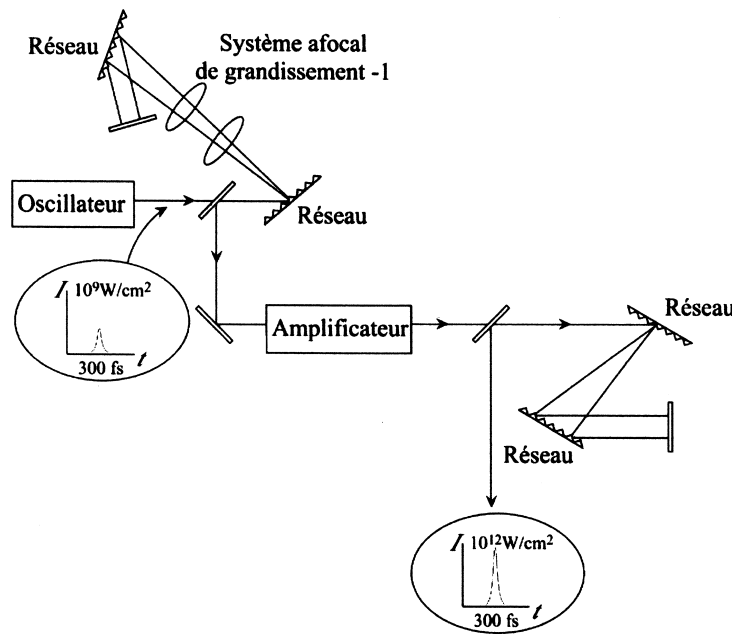


FIG. 1.1 – Principe de fonctionnement de la technique CPA d'amplification d'impulsions courtes

Un contrôle et une correction du profil spatial et de la phase du faisceau laser s'imposent souvent afin d'optimiser la focalisation et la compression temporelle. Cela permet d'obtenir des éclaircissements de l'ordre de $10^{17} - 10^{19}\text{Wcm}^{-2}$ avec des durées d'impulsion de quelques dizaines à quelques centaines de femtosecondes, pour les lasers de classe térawatt. Des lasers de classe pétawatt, qui pourront atteindre et dépasser 10^{21}Wcm^{-2} sur cible sont actuellement en phase de mise en oeuvre au Royaume Uni (RAL) et au Japon (ILE). D'autres sont en construction en France (LULI) et en Allemagne (GSI). En même temps aux États-Unis on étudie l'installation de faisceaux pétawatt sur le laser Oméga (Rochester) et sur le laser NIF (LLNL), où un prototype démantelé avait atteint la puissance crête record de 1.5PW en 1999.

L'intérêt de ce type de laser est justifié pour les raisons suivantes :

- La durée de l'impulsion permet d'étudier des phénomènes très brefs, qui ne seraient pas accessibles par d'autres méthodes : plusieurs applications sont envisagées dans la physique des plasmas, la chimie, la biologie et la radiologie ;
- Les niveaux d'éclairement très élevés atteints ont poussé la physique de l'interaction laser-matière dans des régimes relativistes inexplorés jusqu'à présent.

Toutefois, au sein des recherches utilisant les impulsions courtes, une séparation assez nette s'est manifesté depuis le début entre les lasers à haute cadence (10Hz jusqu'à 1kHz) et énergie relativement faible (en dessous d' 1J) et les lasers à haute énergie (d'une dizaine à plusieurs centaines de joules), dont la durée d'impulsion est plus longue ($0.3 - 1\text{ps}$) . Dans les deux cas, le même régime d'intensité est atteint ($10^{17} - 10^{19}\text{Wcm}^{-2}$), mais le type d'expériences réalisables est très différent. Dans notre travail expérimental nous avons utilisé des lasers du second type.

Nous nous limitons ici à évoquer les différents thèmes de la recherche menée [PG96] dans le domaine des impulsions ultra-intenses, dans le cas de l'interaction avec un solide, qui nous intéresse :

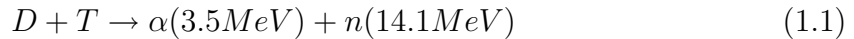
- Accélération de protons et ions légers[Snavely00, MacKinnon01] ;
- Source ultra-courte de rayonnement X et γ [Klisnick00] ;
- Source de neutrons[Norreys00] ;
- Réactions nucléaires, photonucléaires et production de positrons[Cowan00] .

L'autre thème, très souvent évoqué, difficile à cataloguer puisque il met en jeu plusieurs des processus évoqués ci-dessus est l'*Allumage Rapide* ou *Fast Ignition*. C'est une nouvelle approche à la fusion nucléaire contrôlée, qui fait l'objet d'un grand effort tant expérimental que théorique de la part de la communauté scientifique internationale.

1.2 Fusion inertielle et allumage rapide

Fusion par confinement inertiel

L'utilisation, à des fins civiles, des processus de fusion nucléaire qui constitue la source énergétique des étoiles, représente depuis leur découverte dans les années quarante un défi à la fois scientifique et technologique pour la communauté internationale. Cet effort vise à la réalisation, de manière contrôlée, de la réaction de fusion deutérium-tritium :



L'énergie cinétique des neutrons est ensuite convertie en chaleur dans un milieu modérateur. Pour vaincre la répulsion coulombienne entre les noyaux et garantir un nombre suffisamment élevé de réactions pour qu'il y ait un gain énergétique, le mélange D-T doit être chauffé à de hautes températures et "confiné" à une densité (n) pendant

un laps de temps (τ_c) approprié. Le confinement nécessaire pour auto-entretenir la combustion (breakeven) s'exprime par le critère de Lawson :

$$n\tau_c \geq 10^{14} \text{ scm}^{-3} \quad (1.2)$$

Après l'invention du laser, la méthode de confinement "inertiel" a été proposée [Nuckolls72] : un microballon de quelques millimètres de diamètre, contenant plusieurs milligrammes de D-T cryogénique, est irradié de manière symétrique par un grand nombre de faisceaux laser. L'implosion de la coquille comprime le combustible jusqu'à environ 1000 fois la densité du solide. Une onde de choc convergente, générée lors de l'interaction laser-coquille, chauffe par rebonds successifs, le combustible jusqu'à la température nécessaire pour l'allumage ($\sim 10 \text{ keV}$). Le temps de confinement est imposé par l'inertie du milieu comprimé ($\sim 10^{-10} \text{ s}$). L'énergie laser requise pour amener tout le combustible aux conditions d'allumage ("volume ignition") étant au delà des possibilités technologiques actuelles, il a été proposé de ne chauffer que la partie centrale (hot spot) sur un diamètre de quelques microns. Le critère de Lawson pour le confinement de ce point chaud se réécrit sous la forme suivante :

$$\rho r \geq 0.2 \text{ gcm}^{-2} \quad (1.3)$$

Une fois la réaction nucléaire amorcée pendant la phase d'équilibre temporaire qui suit l'implosion (stagnation), les particules α ayant un libre parcours moyen de l'ordre de la taille du point chaud chauffent et allument les régions voisines du combustible, plus froid et plus dense ($\rho r \approx 2 \text{ gcm}^{-2}$ et $T < 1 \text{ keV}$). Il s'en suit une onde de combustion qui se propage dans le DT froid et brûle une partie importante du combustible (30%). L'allumage est décrit par un modèle dit isobare, puisque l'on suppose le point chaud et le reste du combustible en équilibre de pression pendant la phase d'équilibre transitoire qui suit la fin de l'implosion. L'énergie investie pour l'ablation (environ 10^7 J/g) est concentrée dans le point chaud ($\sim 10^9 \text{ J/g}$) [Meyer-ter-Vehn01]. En termes absolus, ce modèle requiert (pour un gain de 100) une énergie à fournir au DT de l'ordre de quelques 10 kJ , qui correspond à une énergie laser de quelques MJ [Kilkenny94], compte tenu des rendements des différentes phases de l'implosion.

Limites de l'approche classique

Dans la pratique, plusieurs facteurs s'opposent à la réussite de ce projet. En particulier, il s'avère très difficile d'obtenir en même temps une compression adéquate du combustible et un chauffage suffisant du point chaud. Jusqu'à présent, dans des expériences d'implosion il a été possible d'atteindre les niveaux requis de densité [Azechi91] et de température [Soures96], mais de façon séparée. Cela est principalement dû à une implosion présentant des degrés d'asymétrie importants : les défauts de surface de la capsule ainsi que la non-uniformité de l'éclairement laser (typiquement 5 – 10%) entraînent des

variations de la vitesse d'implosion conséquentes. Des phénomènes d'instabilités hydrodynamiques (Rayleigh-Taylor et Richtmeyer-Meshkov), survenant pendant l'implosion, amplifient les perturbations initiales de symétrie. Ces instabilités se manifestent au front d'ablation et surtout à l'interface coquille-fuel, ce qui provoque une pollution du combustible chaud avec le matériau plus froid qui l'entoure. L'efficacité de la compression, qui en résulte, est dégradée et la température du point chaud réduite. Deux paramètres permettent d'estimer les contraintes sur la symétrie .

- Le rapport de convergence (CR) correspond au rapport des rayons de la coquille avant (R_i) et après l'implosion (R_f). Celui-ci amplifie les non-uniformités de vitesse, dégradant ainsi la symétrie de l'implosion, $(\delta R/R_f = (R_i/R_f)(\delta v/v))$, où v est la vitesse d'implosion. Pour une valeur typique du rapport de convergence (~ 30), une tolérance maximum de 30% sur le rayon final impose une distribution uniforme de la vitesse d'implosion à 1% près.
- Le rapport d'aspect (IFAR) correspond au rapport du rayon initial sur l'épaisseur de la coquille. Ce paramètre conditionne les taux de croissance de l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

Pour une étude plus détaillée du problème, nous renvoyons à l'article de revue de Lindl [Lindl95].

Allumage rapide d'un point chaud latéral

Pour s'affranchir du problème délicat qui consiste à obtenir, en même temps, une compression et un chauffage adéquats, un nouveau schéma de principe a été proposé par Max Tabak [Tabak94]. Ce schéma a été envisagé grâce aux progrès réalisés dans la génération d'impulsion laser ultra-intenses. Il porte sur la *séparation de la phase de compression de celle du chauffage-allumage*. Cette dernière est alors obtenue grâce à l'injection dans le mélange DT, préalablement comprimé de façon classique, d'une quantité d'énergie supplémentaire fournie par un faisceau collimaté de particules (électrons ou protons).

Dans sa formulation originelle, l'idée de l'allumage rapide prévoit trois étapes :

- La capsule est irradiée par des faisceaux "longs" (plusieurs nanosecondes), tout comme dans le schéma classique. Dans ce cas, on cherche uniquement à comprimer le combustible de façon quasi-adiabatique jusqu'à une densité de $300 gcm^{-3}$. Le point chaud, qui s'avère très coûteux énergétiquement, n'est pas créé.
- Une impulsion courte ($\sim 100ps$ et $10^{19} Wcm^{-2}$) est focalisée sur un côté de la capsule comprimée. Grâce à des phénomènes non-linéaires typiques de l'interaction à haut flux (effet radial de la force pondéromotrice), un canal à basse densité ($n < n_c$) est creusé sur une distance $\sim 1mm$ dans la partie surcritique du plasma, la surface critique étant poussée vers l'intérieur.
- Une deuxième impulsion courte, encore plus intense ($\sim 1ps$ et $\geq 10^{20} Wcm^{-2}$) est envoyée dans le canal, où elle se propage, grâce à un effet de guidage non-linéaire. A la fin du canal, elle est absorbée et une fraction de son énergie sert

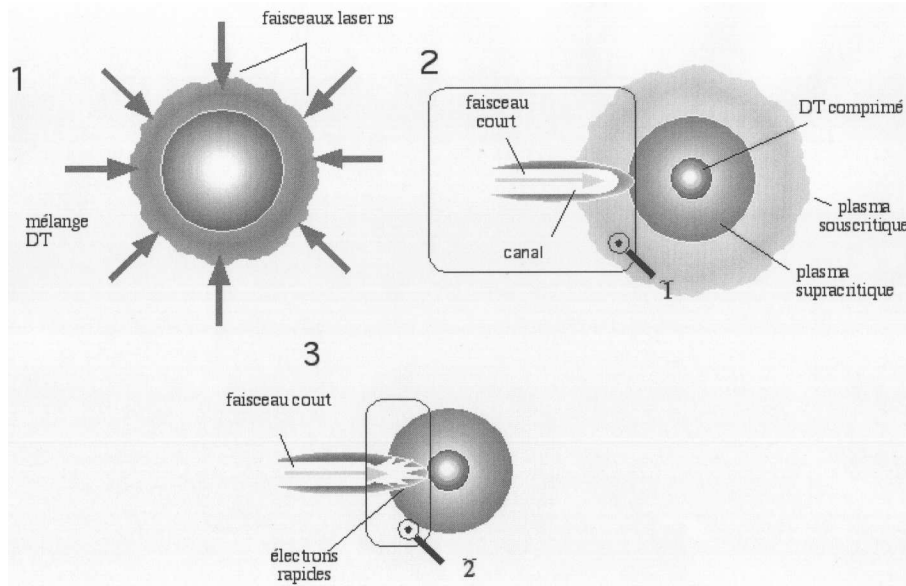


FIG. 1.2 – Schéma de l’allumage rapide dans la version initiale de Tabak. (1) compression ”classique” du combustible, (2) creusement du canal à basse densité, (3) accélération des électrons rapides et allumage.

à accélérer une population d’électrons relativistes, d’énergie moyenne de l’ordre du MeV . Ces électrons se propagent ensuite sur $\sim 100\mu m$, atteignent la région à très haute densité ($\approx 300gcm^{-3}$) où il cèdent leur énergie, dans un laps de temps de l’ordre d’une picoseconde. Un point chaud latéral de l’ordre de la dizaine de microns est ainsi créé, et les réactions de fusion peuvent s’amorcer.

Dans les prochains paragraphes, nous discutons les caractéristiques que ce point chaud et le faisceau d’allumage doivent présenter pour atteindre l’allumage.

Modèle isochore

L’allumage est considéré comme ”rapide” dans le sens où le temps nécessaire à la création du point chaud est suffisamment court pour qu’il n’y ait pas d’expansion hydrodynamique de la cible. Dans ce cas, on peut décrire l’amorçage des réactions de fusion et la propagation de l’onde de combustion par un modèle isochore avec un point chaud latéral [Meyer-ter-Vehn82, Meyer-ter-Vehn01]. Ce schéma présente des avantages par rapport au cas du modèle isobare :

- un gain énergétique légèrement plus important (facteur 2 – 5) dû à une réduction de l’énergie nécessaire pour imploser la coquille ;
- une relaxation importante des contraintes d’uniformité sur l’implosion ;
- la possibilité même de s’affranchir de la géométrie sphérique du combustible

Des simulations hydrodynamiques de l’évolution du combustible précomprimé ont été réalisées, afin d’obtenir les conditions nécessaires pour l’allumage du point chaud

latéral [Atzeni95, Atzeni96]. Les valeurs obtenues pour la température et le produit ρr sont les suivantes :

$$\begin{aligned} T_{hot} &= 12keV \\ \rho r_{hot} &= 0.5gcm^{-2} \end{aligned} \tag{1.4}$$

Si l'on considère le combustible comprimé à $\rho = 300gcm^{-3}$, le diamètre correspondant est $\approx 30\mu m$

Faisceau d'allumage

Quelles sont les caractéristiques - d'un point de vue énergétique et géométrique - qu'un faisceau de particules rapides (électrons ou ions) doit avoir pour chauffer le point chaud, en supposant qu'un tel faisceau puisse atteindre la région comprimée du combustible ? Deux études paramétriques ont été récemment conduites [Atzeni99]. L'idée de base est d'injecter un faisceau idéal de particules (supposé cylindrique uniforme en temps et en espace) dans une capsule de DT précomprimé. Il s'agissait alors de déterminer les paramètres du faisceau injecté - énergie, puissance, intensité et distance de pénétration -, nécessaires pour d'atteindre les conditions d'allumage, pour une densité du combustible donnée. Pour des raisons de généralité, les détails de l'interaction des particules ont été négligés et leur pouvoir d'arrêt est supposé uniforme. Les résultats montrent que pour allumer la capsule, l'énergie, la puissance et l'intensité du faisceau injecté (E, W, I) doivent dépasser des valeurs seuils. Ces seuils dépendent à priori de la distance de pénétration choisie (R , exprimé ici en unité gcm^{-2}). Cependant, cette dépendance est faible dans l'intervalle optimum $0.15 - 1.2gcm^{-2}$. Si on suppose $R = 0.6$ ($20\mu m$ à une densité de $300gcm^{-3}$), qui correspond au rayon du point chaud, on obtient les conditions suivantes sur le faisceau d'allumage :

$$\begin{aligned} E > E_{ign} &= 140 \left(\frac{\rho}{100gcm^{-3}} \right)^{-1.85} kJ \\ W > W_{ign} &= 2.6 \times 10^{15} \left(\frac{\rho}{100gcm^{-3}} \right)^{-1} W \\ I > I_{ign} &= 2.4 \times 10^{19} \left(\frac{\rho}{100gcm^{-3}} \right)^{0.95} Wcm^{-2} \end{aligned} \tag{1.5}$$

La présence d'un seuil en puissance et en intensité traduisent des conditions sur la durée temporelle et sur la taille du faisceau, afin d'optimiser le couplage de l'énergie du faisceau avec le combustible :

- l'énergie doit être cédée pendant un temps plus court que le temps de confinement du point chaud ($\tau_c \approx r_{hot}/c_s \approx 13ps$ dans notre cas où $c_s \approx 3.5 \times 10^7 T_{hot}^{1/2} cm/s$ est la vitesse du son pour le plasma de DT), autrement celui-ci perd de la puissance en raison du travail mécanique et de la conduction thermique. Si la durée est trop courte, une fraction importante de la puissance est dissipée sous forme de rayonnement avant qu'un couplage suffisant du faisceau avec les ions de DT n'ait eu lieu ; la borne inférieure est donc donnée par le temps de relaxation électronique ($\tau_{ei} \geq 1ps$).
- La condition optimum pour le rayon du faisceau se situe entre 1 et 2 fois le rayon du point chaud : des valeurs inférieures ne garantissent pas l'auto-entretien de la combustion, alors que des valeurs supérieures imposent d'augmenter le seuil en énergie. Ce même argument s'applique à la distance de pénétration des particules dans la matière dense.

Pour atteindre l'allumage dans ce schéma, il est donc nécessaire de générer et d'injecter dans le mélange DT, précomprimé à $300gcm^{-3}$, un faisceau de particules de $17kJ$, $0.85PW$ et $0.65 \times 10^{20}Wcm^{-2}$, qui puisse être absorbé dans un point chaud de l'ordre de $20\mu m$. L'efficacité de conversion de l'énergie laser en particules rapides détermine l'énergie de l'impulsion laser nécessaire. Concernant le type de particules à utiliser, le premier choix s'est porté sur les électrons, qui est le cas que nous traitons dans cette thèse. Récemment il a été proposé [Roth01, Atzeni02] d'utiliser un faisceau de protons accélérés par laser.

En conclusion, le scénario de l'allumage rapide fait appel à plusieurs aspects de la physique de l'interaction laser-plasma en régime ultra-intense, qui font l'objet de nombreux efforts tant sur le plan expérimental que théorique et que nous pouvons résumer en trois points :

- Etude de la création du *canal* dans un plasma souscritique.
- Caractérisation de la *source* d'électrons (spectre énergétique, divergence angulaire, rendement de conversion) et des mécanismes d'accélération.
- Etude du *transport* des électrons rapides dans la matière dense (profondeur de pénétration, collimation) et des mécanismes de *transfert énergétique* au milieu.

1.3 Objectifs de la thèse

Dans ce travail de thèse, nous avons focalisé notre attention sur le troisième aspect mentionné ci-dessus, dans le but de caractériser du point de vue expérimental le dépôt d'énergie des électrons rapides dans la matière.

L'interaction d'un faisceau intense de particules chargées met en jeu dans nos conditions, à la fois, des *processus collisionnels* et le *couplage électromagnétique* du faisceau avec les électrons du milieu [Pisani00b, Davies97].

Les processus collisionnels sont essentiellement les collisions coulombiennes avec

les atomes et les électrons du milieu. Ils induisent d’une part une *divergence angulaire* du faisceau d’électrons, par la déflexion des trajectoires, et de l’autre, un transfert d’énergie au milieu traversé par collisions inélastiques (*chauffage collisionnel*). Le ralentissement collisionnel a été traité par la théorie de Bethe [Bethe34]. D’autres phénomènes comme le *bremsstrahlung* et, dans le cas d’un plasma, les collisions avec des modes collectifs contribuent au dépôt d’énergie des électrons rapides dans le milieu.

Dans le scénario de l’allumage rapide, en raison de l’intensité très élevée du courant d’électrons requis, la neutralité du milieu est fortement perturbée : un couplage électrique avec les électrons ”froids” de la cible s’établit. Un grand nombre d’électrons sont séparés des ions et accélérés par le laser dans une couche mince ($< 1\mu\text{m}$) située à la surface d’interaction. La *séparation de charge* et la *variation du champ* magnétique associé au faisceau, produit un *champ électrique* de rappel de l’ordre de la dizaine de MV/m . Ce champ, à son tour, tend à freiner les électrons rapides et met en mouvement les électrons libres du milieu. Un courant en sens inverse par rapport aux électrons rapides (*courant de retour*) se forme, qui tend à neutraliser la séparation de charge. Cependant, cette neutralisation ne pouvant pas être parfaite, en raison de la conductivité finie du milieu, un courant net se propage et induit un *champ magnétique* azimutal, qui entoure le faisceau d’électrons et tend à le collimater. De plus, des *instabilités* du faisceau d’électrons rapides peuvent, dans certaines conditions, briser sa collimation et conduire à une filamentation.

Grâce au couplage que l’on vient de décrire, les électrons rapides transfèrent une partie importante de leur énergie au courant de retour, qui la cède au milieu par effet Joule, ce qui constitue donc une contribution supplémentaire au dépôt d’énergie (*chauffage électrique*). Les effets collisionnels, électriques et magnétiques sont des *processus autocohérents*, car le dépôt d’énergie conditionne à son tour la conductivité du milieu.

Les conditions de température et densité nécessaires pour l’allumage ne peuvent pas être atteintes avec les installations laser actuelles. Une première expérience d’allumage rapide avec implosion de la coquille a été réalisée récemment au laboratoire ILE (Osaka, Japon)[Kodama02]. Toutefois cette expérience n’a pas permis une étude détaillée de l’interaction du faisceau d’électrons rapides avec la cible.

Dans cette thèse, nous nous proposons d’éclaircir les aspects de physique fondamentale mis en jeu par le transport des électrons rapides. Dans ce but, nous avons utilisé des chaînes laser à échelle réduite par rapport au niveau d’énergie requis pour l’allumage rapide et avec une géométrie d’interaction plus simple : un seul faisceau incident sur une cible solide plane. Cela permet néanmoins de mettre en évidence de manière plus précise les aspects géométriques de la propagation des électrons et de mesurer le dépôt d’énergie.

Nous avons effectué diverses campagnes expérimentales entre 1999 et 2002, qui ont bénéficié d’une large collaboration internationale avec des équipes européennes et américaines (Laboratoire LULI, CEA-DAM, Université d’Essex, Université de Milan, Laboratoire Rutherford Appleton (RAL), Laboratoire Lawrence Livermore (LLNL),

General Atomics, Université de Californie-Davis). Les expériences ont été effectuées sur les installations laser *100TW* du LULI en France et *Vulcan-TAW* du RAL en Angleterre, cette dernière permettant d'atteindre un niveau d'énergie supérieur.

Le caractère novateur de ces expériences a consisté à utiliser pour la première fois sur des cibles solides, et à ce niveau d'éclairement un grand nombre de diagnostics. Ceux-ci, basés sur les rayonnements visible et X, ont été spécifiquement conçus pour l'étude quantitative du chauffage de la cible et du nombre total d'électrons rapides accélérés, ainsi que pour mettre en évidence la géométrie du faisceau. Dans une première campagne expérimentale au LULI (qui n'est pas décrite dans cette thèse), nous avons étudié la *profondeur de pénétration* du faisceau d'électrons en fonction du type de cibles (isolantes ou conductrices) et du flux laser, ce qui a permis de mettre en évidence l'importance des effets électriques[Pisani00b]. Puis nous nous sommes intéressés aux effets induits par le *chauffage de la cible* par les électrons sur la surface arrière et aux effets géométriques liés au débouché des électrons (diagnostics optiques). Ensuite, dans les deux dernières expériences (RAL et LULI), nous avons caractérisé le *chauffage et la géométrie* du faisceau d'électrons *à l'intérieur* même de la cible (diagnostics basés sur le rayonnement X).

Dans des expériences annexes, nous avons également utilisé deux milieux de propagation particuliers : des mousses préionisées et un jet de gaz interposé entre deux couches solides. Le but était, dans le premier cas, de se rapprocher des conditions de l'allumeur rapide (milieu uniformément ionisé et chaud) et, dans le second, de comprendre l'effet de la densité électronique (variable, pour un jet de gaz) sur la propagation du faisceau d'électrons rapides. Nous n'allons pas décrire en détail ces deux expériences, pour ne pas trop alourdir le texte.

1.4 Plan de la thèse

Cette thèse se compose d'un chapitre de rappels théoriques, de deux chapitres expérimentaux concernant les résultats obtenus à l'aide des diagnostics optiques et X, d'un chapitre de modélisation, suivi par les conclusions.

Chapitre 2

Dans ce chapitre nous rappelons tout d'abord les *mécanismes d'interaction laser-matière* pour des impulsions courtes et ultra-intenses et, notamment, ceux qui sont responsables de l'accélération des électrons jusqu'au régime relativiste, dans nos conditions expérimentales. Nous pourrions prévoir les *caractéristiques de la source d'électrons* attendues, en termes de distribution énergétique et angulaire. Puis, concernant la propagation des électrons, nous décrirons les processus de *ralentissement collisionnel* et les *effets électromagnétiques* évoqués auparavant, en essayant de comprendre quels sont les paramètres clefs qui déterminent le "poids" relatif des différents mécanismes.

Chapitre 3

Dans la première partie du chapitre, nous présentons une brève revue des expériences passées les plus significatives sur le transport électronique dans le cadre de l'allumage rapide. Ensuite, le reste du chapitre est consacré aux expériences effectuées au LULI, où nous avons mis en place les *diagnostics optiques de la surface arrière de la cible*, afin d'estimer le chauffage dû aux électrons rapides. Nous présentons, notamment, un diagnostic de *réflectométrie* résolue temporellement. Ici nous avons utilisé un faisceau sonde dans deux configurations différentes : comprimé et à dérive de fréquence. Enfin, un diagnostic d'imagerie de *l'émission propre* de la surface arrière résolue temporellement, calibré de façon absolue et qui fait donc office de pyromètre. Nous décrivons d'abord en détail le dispositif expérimental, puis nous présentons les résultats obtenus et les modèles utilisés pour leur interprétation et la détermination de la température associée au dépôt d'énergie des électrons. En ce qui concerne la réflectométrie, nous avons associé le changement de la réflectivité du faisceau sonde en face arrière à une modification de la conductivité électrique de la surface due au chauffage. Dans le cas de l'émission propre, nous avons pu estimer avec une bonne précision la température de la surface arrière, grâce à un modèle de rayonnement de corps gris.

Chapitre 4

Nous présentons ici les expériences effectuées au LULI et au RAL, où nous avons mis en place des diagnostics basés sur la détection du rayonnement X et XUV. Nous décrivons notamment deux diagnostics d'*imagerie X et XUV*, mis en place par nos collaborateurs américains, et un diagnostic de *spectroscopie X*. Pour ce dernier diagnostic, j'expose en détail un *nouveau spectromètre* que j'ai spécifiquement développé pour ces campagnes expérimentales, dans une géométrie de cristal courbe tronconique. La détection du rayonnement $K\alpha$ issu d'une couche de fluorescence incluse dans nos cibles nous a permis d'estimer à la fois la taille du faisceau d'électrons (imagerie bidimensionnelle avec cristal sphérique) et le niveau d'ionisation (spectroscopie de raies $K\alpha$ décalées de l'aluminium). Un diagnostic d'imagerie d'émission propre issue de la surface arrière dans le domaine XUV est également présenté. La dernière partie du chapitre sera consacré à la présentation des résultats et des spectres obtenus, ainsi qu'à une discussion qualitative.

Chapitre 5

Dans ce chapitre, nous développons de manière détaillée une analyse des résultats obtenus, présentés dans le chapitre 4. Pour *modéliser la propagation* des électrons et le chauffage, nous nous appuyons sur un code Monte Carlo et sur un code PIC hybride collisionnel-électromagnétique. Nous déduisons d'abord, des informations sur le faisceau d'électrons (profondeur de pénétration, température caractéristique et énergie

totale) et discutons du problème de la "recirculation" des électrons. Ensuite, nous estimons l'ionisation du milieu, sur la base des spectres expérimentaux (raies $K\alpha$ décalées de l'aluminium). Cela nous permet d'estimer la *température* des couches fluorescentes, grâce à un modèle d'ionisation adapté à la matière dense et chaude. Des comparaisons détaillées des spectres avec le code hybride, nous permettent ensuite d'associer le chauffage déduit aux paramètres qui caractérisent le faisceau d'électrons rapides : cette comparaison montre que, pour une source d'électrons réaliste, le code surestime le chauffage par rapport aux données expérimentales. Des hypothèses sont discutées pour expliquer ce résultat.

Conclusions et perspectives

Dans cette dernière partie, nous rappelons l'ensemble des résultats obtenus et leur intérêt dans la perspective du schéma de l'allumage rapide. Nous évoquons ensuite les difficultés rencontrées quant à l'estimations du chauffage. Nous exposons les points encore à éclaircir et les perspectives envisagées sur la base de nos résultats, tant du point de vue expérimental que de la modélisation numérique.

Chapitre 2

Génération et transport d'électrons rapides. Rappels théoriques

Une des caractéristiques les plus importantes de l'interaction laser-matière en régime d'impulsion courte ($10fs - 10ps$) et ultra-intense ($10^{16} - 10^{20} Wcm^{-2}$) est l'accélération vers l'intérieur de la cible d'électrons très énergétiques (de quelques dizaines de keV jusqu'à plusieurs dizaines de MeV) par rapport aux températures typiques du plasma qui se forme dans le cas des impulsions longues. L'absorption de l'énergie laser dans ce nouveau régime est un phénomène complexe, où plusieurs processus interviennent en même temps et sont très fortement dominés par le champ laser.

La zone d'interaction présente une structure spatiale et une évolution temporelle très différentes du cas bien maîtrisé des impulsions longues. En particulier, la longueur du gradient détermine le type d'absorption qui prédomine. Des phénomènes non-linéaires et relativistes doivent être pris en compte pour décrire l'interaction du champ électromagnétique du faisceau laser avec les électrons du milieu. Les ions n'interviennent guère pendant la durée de l'interaction en raison de leur inertie.

Dans ce chapitre, nous examinerons, du point de vue théorique, tout d'abord les processus responsables de l'accélération des électrons suprathermiques. Cela nous permettra de faire des prévisions sur la source d'électrons que nous allons retrouver dans nos conditions expérimentales. Puis nous présenterons les mécanismes régissant la propagation et le dépôt d'énergie des électrons rapides dans la matière et, plus particulièrement, les processus collisionnels et de couplage électromagnétique avec le milieu.

2.1 Interaction laser-matière en régime ultra-intense

L'interaction laser-matière en régime ultra-intense présente deux caractéristiques fondamentales qui la différencie du régime d'impulsion nanoseconde.

- le champ électromagnétique très élevé, associé à l'onde laser, par rapport au champ coulombien qui relie les électrons aux atomes ;
- la durée de l'impulsion inférieure aux temps caractéristiques de l'expansion hydrodynamique et des collisions électron-ion.

Dans la suite, nous allons considérer ces deux aspects séparément.

2.1.1 Paramètres liés au champ laser ultra-intense

La valeur crête du champ électrique, associé au laser, peut s'exprimer en fonction de l'éclairement :

$$E = 2.7 \times 10^{12} \left(\frac{I(Wcm^{-2})}{10^{18}} \right)^{1/2} Vm^{-1} \quad (2.1)$$

Pour des éclairements compris entre 10^{16} et $10^{20} Wcm^{-2}$, le champ électrique prend des valeurs de 3×10^{11} à $3 \times 10^{13} Vm^{-1}$, qu'il faut comparer au champ électrique dans l'atome d'hydrogène ($E_H \approx 5 \times 10^{11} Vm^{-1}$). L'électron est arraché très rapidement par des phénomènes comme l'ionisation multiphotonique et l'effet tunnel et soumis à la force de Lorentz due au champ électromagnétique du laser :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (2.2)$$

Dans la limite non relativiste $|v| \ll c$ un électron interagissant avec cette onde est affecté uniquement par \mathbf{E} qui l'entraîne dans une oscillation transverse, dont la vitesse maximale est donnée par :

$$\frac{v}{c} = \frac{eE}{m\omega c} = \frac{eA_0}{mc^2} = a \quad (2.3)$$

où on a introduit l'amplitude sans dimension $a = eA_0/mc^2$. Ce paramètre traduit l'existence d'un seuil au delà duquel les effets relativistes ne sont plus négligeables. Ce seuil ne dépend pas uniquement de l'éclairement laser moyen mais aussi de la longueur d'onde à travers le produit $I_0\lambda^2$. Cette relation s'exprime en unités pratiques dans les formules suivantes, où I_{18} est l'éclairement laser en unités de $10^{18} Wcm^{-2}$ et la longueur d'onde du laser est en microns. L'amplitude maximum des champs et la pression de radiation associée à l'onde laser sont également données (pour $\lambda = 1\mu m$).

$$(I_{18}\lambda^2) \approx 1.37 \times a^2 [Wcm^{-2}\mu m^2] \quad E \approx 2 \times 10^{12} a [Vm^{-1}] \quad (2.4)$$

$$B \approx 1.07 \times 10^4 a [T] \quad P_{rad} = I/c \approx 300 a^2 [Mbar] \quad (2.5)$$

Quand l'éclairement laser dépasse le seuil $a \geq 1$, (pour quelques $10^{18} Wcm^{-2}$ à ω), le comportement de l'électron devient relativiste et le terme $\mathbf{v}/c \times \mathbf{B}$ dans la formule de Lorentz 2.2 devient du même ordre que E^2 . La trajectoire de l'électron n'est plus uniquement transverse mais elle est courbée dans la direction de propagation du laser. L'équation de mouvement d'un électron isolé soumis à un champ laser, dans le cas relativiste, permet d'écrire les composantes axiale et transverse de l'impulsion ($\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$) ainsi que l'énergie cinétique, en fonction du paramètre a :

$$\frac{p_{\perp}}{mc} = a \quad \frac{p_{\parallel}}{mc} = a^2/2 \quad \frac{E_{cin}}{mc^2} = \gamma - 1 = \frac{a^2}{2} \quad (2.6)$$

Par exemple, pour une impulsion laser de $10^{19} Wcm^{-2}$ à ω , qui représente le cas des expériences présentées dans cette thèse, on obtient $a \approx 2.7$, $\gamma \approx 4.6$ et l'électron peut atteindre une énergie cinétique $E_{cin} \approx 1.8 MeV$ pendant l'interaction avec le laser.

La situation réelle, où l'électron se trouve dans un plasma ou dans un solide, est bien différente du cas idéal de l'électron isolé. Plusieurs processus peuvent briser l'adiabaticité du mouvement et permettent à l'électron, après la fin de l'impulsion laser, de conserver l'énergie gagnée au cours de l'interaction.

Des effets particuliers se manifestent dans le régime relativiste, en raison de l'augmentation (d'un facteur γ) de la masse de l'électron. Notamment, la fréquence plasma-électronique est réduite :

$$\omega_{pe,rel} = \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{m\gamma} \right)^{1/2} = \frac{\omega_e}{\gamma^{1/2}} \quad (2.7)$$

Par conséquent, la densité critique ($n_{cr,rel}$ telle que $\omega_{pe} = \omega_{laser}$) et l'indice de réfraction $n_{ref,rel}$ du plasma augmentent :

$$n_{cr,rel} = \frac{\omega_{laser}^2 m\gamma}{4\pi e^2} = n_{cr}\gamma \quad (2.8)$$

$$n_{ref,rel} = \left(1 - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{laser}} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

D'une part, la pénétration du laser devient possible dans des régions surdenses interdites dans le régime classique (*transparence induite* [Lefebvre95]), d'autre part la modulation transverse de l'éclairement laser et donc de $n_{ref,rel}(r)$, plus élevé au centre ($r = 0$) qu'aux bords, agit sur le faisceau laser comme une lentille convergente et permet d'en compenser la diffraction (*autofocalisation relativiste* [Monot95, Wagner97]). La pression de radiation P_{rad} est suffisamment élevée pour équilibrer et même s'opposer à l'expansion du plasma due à la pression thermique $P_{th} \approx 480\rho(gcm^{-3})T(keV)Mbar$. Pour des éclairements supérieurs à $10^{18} Wcm^{-2}$ on assiste donc à un *raidissement du gradient du plasma*, accompagné par l'enfoncement de la surface critique à l'intérieur

de la cible. En même temps l'effet non linéaire de la force pondéromotrice relativiste, proportionnel aux gradients spatiaux d'éclairement, tend à expulser les électrons radialement et longitudinalement de la région où l'éclairement est plus intense (*creusement pondéromoteur* [Wilks92, Toupin00]).

Grâce aux processus que nous venons d'évoquer, il est possible, dans le cas de l'interaction avec un plasma sousdense, de créer un canal à basse densité et d'y propager une impulsion intense de manière focalisée sur des distances de l'ordre de $100\mu m$ (guidage relativiste[Krushelnick97, MacKinnon99]). La faisabilité du guidage a été vérifiée expérimentalement et constitue un résultat important pour la deuxième phase de l'allumage rapide.

2.1.2 Caractéristiques de la région d'interaction avec une cible solide

En général, la courte durée de l'impulsion a comme conséquence principale une expansion hydrodynamique très limitée du plasma pendant l'interaction. La couronne du plasma souscritique qui caractérise l'interaction en régime nanoseconde n'a pas le temps de se former et le laser interagit avec un gradient beaucoup plus raide ($10nm$ à quelques μm , par rapport à quelques $100\mu m$ dans le cas des impulsions longues). Cela implique que les processus d'absorption de l'énergie laser se situent à des densités élevées (de la densité critique à la densité du solide).

Cependant, la plupart du temps l'impulsion ultra-intense s'accompagne d'un piédestal, à éclairement plus faible, qui précède la partie courte de quelques nanosecondes. Ce piédestal, lié à l'ASE (émission spontanée amplifiée) de la chaîne laser, ne peut être totalement supprimé. Il interagit avec la cible de manière à créer un préplasma qui a le temps de se détendre dans le vide avant l'arrivée du pic principal. Le rapport de l'intensité du pic et celle du piédestal (rapport de contraste) et la durée du piédestal déterminent la longueur du gradient de plasma ($L_n = n_e(dz/dn_e)$) et donc les conditions d'interaction rencontrées par l'impulsion courte. Le contraste peut varier typiquement entre 10^4 et 10^8 pour le type de lasers couramment utilisés pour les études sur l'allumage rapide ($E > \text{quelques } J$). Par exemple, une impulsion de $5 \times 10^{18} Wcm^{-2}$ avec un contraste 10^6 et une durée de piédestal de $3ns$ produit un préplasma $L_n \sim 60\mu m$.

Quoiqu'il en soit, même en présence d'un préplasma, le couplage entre le champ laser intense et les électrons ainsi que la migration de charge et les effets cinétiques qui s'en suivent, dominent par rapport au comportement fluide du plasma. En particulier, une situation de déséquilibre se crée entre les ions et les électrons, qui sont chauffés très rapidement en présence du champ laser. Le temps de relaxation électron-ion, de l'ordre de la dizaine de picosecondes, étant inférieur à la durée de l'impulsion, les ions ne participent pas à ce chauffage et le plasma est loin de l'équilibre thermodynamique.

La région d'interaction peut être schématisée de la façon suivante, en distinguant trois zones (figure 2.1) :

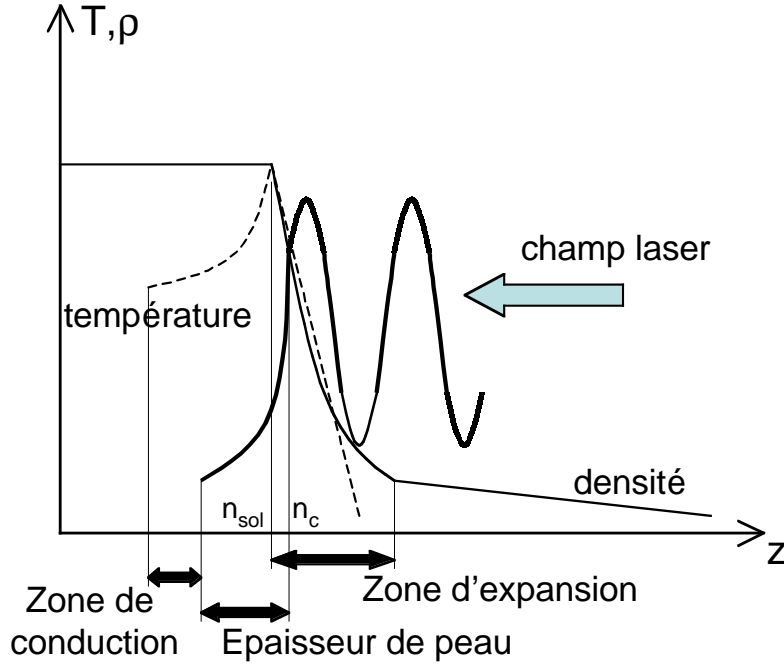


FIG. 2.1 – Schéma de la zone d'interaction en régime d'impulsion ultra-intense avec un solide.

- **Zone d'expansion.** Dans cette zone le plasma se détend vers le vide à cause de la pression thermique. La longueur du gradient L_n est déterminée par la vitesse d'ablation v_{abl} et le temps d'expansion τ_{exp} ($L_n = v_{abl}\tau_{exp}$). Dans le cas d'un piédestal laser non négligeable le temps τ_{exp} coïncide avec la durée du piédestal et se réduit à la durée de l'impulsion courte dans le cas d'absence de préplasma. La vitesse d'ablation correspond à la vitesse du son ($c_s = (Z^*T_e/m_i)^{1/2}$) dans le premier cas, alors qu'il n'existe pas à présent une description exhaustive de l'expansion dans le cas d'une interaction directe avec le solide.
- **Épaisseur de peau.** Cette zone correspond à la profondeur de pénétration de l'onde évanescente du laser, amortie par les électrons du plasma ($L_{peau} = c/\omega_{pe}$) au delà de la densité critique. L'absorption de l'énergie laser se produit principalement dans cette zone de plusieurs dizaines de nanomètres. Dans le cas d'un gradient raide, l'épaisseur de peau coïncide avec des densités très élevées proche de la densité du solide.
- **Zone de conduction.** Cette zone est caractérisée par la propagation d'une onde thermique électronique qui transporte une fraction de l'énergie laser absorbée vers les régions très denses à l'intérieur de la cible. La température, que les électrons du plasma peuvent atteindre, est contrôlée par ce processus de transport, alors que dans le cas des impulsion longues, l'évolution du plasma est dominée par le refroidissement adiabatique associé à l'expansion hydrodynamique. Puisque les électrons sont chauffés de manière importante (de l'ordre du keV) à une

densité élevée ($n_e \gg n_{cr}$) à proximité de l'épaisseur de peau, leur libre parcours moyen ($\lambda_e = T_e^2 / 4\pi n_e e^4 (Z + 1)^{1/2} \Lambda_{Coul}$) devient comparable avec le gradient de température, ce qui complique la description du phénomène. Le transport devient non-local dans le sens que le flux de chaleur en un point ne dépend pas de la température électronique locale mais des conditions dans tout le domaine. Dans ce cas la longueur caractéristique du front vaut[Rozmus90] $L_{ct} = 5 \times 10^3 Z^{-11/4} \lambda^{-1} I_{18}^{-3/2} \mu m$. Dans un cas expérimental typique ($I = 10^{18} W cm^{-2}$ à ω et $Z = 10$) on obtient $L_{ct} = 9 \mu m$ sur une échelle temporelle de $2 - 3 ps$.

2.2 Accélération d'électrons suprathermiques

Il existe plusieurs processus responsables de l'accélération des électrons rapides dans l'interaction laser-solide en régime impulsions courtes et ultra-intenses. Deux paramètres en fixent le domaine d'applicabilité : l'éclairement ($I\lambda^2$), qui détermine la vitesse d'oscillation des électrons et l'incidence des phénomènes non-linéaires et relativistes ; la longueur caractéristique du gradient (L_n), qui détermine la densité typique et l'épaisseur de plasma intéressée par l'interaction.

Pour des intensités du champ laser supérieures à $10^{15} W cm^{-2}$, la vitesse d'oscillation (quiver velocity) et l'énergie cinétique qu'un électron peut acquérir dans un cycle sont tellement élevées qu'une thermalisation efficace n'est plus possible. Ces électrons, qu'on définit alors comme *suprathermiques*, se propagent à l'intérieur de la cible sur de longues distances (jusqu'à plusieurs centaines de microns dans des cibles solides). Ils interagissent avec le milieu de manière de plus en plus collective par l'intermédiaire des forces électromagnétiques.

2.2.1 Mécanismes collisionnels

Absorption collisionnelle (bremsstrahlung inverse)

Ce processus, caractéristique de l'interaction en régime impulsions longues, se manifeste aussi dans les cas des impulsions courtes pour des éclairements modérés ($< 10^{16} W cm^{-2}$). Les électrons, mis en mouvement par le champ laser, subissent des collisions élastiques avec les ions du milieu. L'énergie d'oscillation est convertie en énergie d'agitation thermique, ce qui se traduit en une augmentation de la température électronique. Une étude détaillée due à Pert[Pert95] a permis d'obtenir des expressions analytiques de l'absorption de l'énergie laser. En général, l'efficacité de ce processus est proportionnel à la fréquence de collision électron-ion qui s'exprime dans le cas dans plasma maxwellien :

$$\nu_{ei}(s) = 3 \times 10^{-6} \frac{Z^* n_e \ln \Lambda}{T_{keV}^{3/2}} \quad (2.10)$$

En se limitant à des considérations générales, l'absorption collisionnelle croît avec la densité électronique et atteint son maximum à proximité de la densité critique. Les gradient ne doivent toutefois pas être trop raides ($L_n/\lambda > 1$) pour que l'interaction puisse se produire efficacement sur plusieurs périodes lasers. Cela limite l'applicabilité du bremsstrahlung inverse dans les cas où l'expansion hydrodynamique est faible. De plus, lorsque l'éclairement dépasse le seuil $10^{15} Wcm^{-2}$, la température électronique et la vitesse d'oscillation deviennent trop importantes pour garantir un taux de collisions élevé et le processus perd de son importance, même s'il reste présent dans l'épaisseur de peau où il est favorisé par la densité élevée. Néanmoins des simulations basées sur le bremsstrahlung inverse ont permis de reproduire des expériences d'interaction en impulsions courtes ($\sim 100 fs$) jusqu'à $10^{16} - 10^{17} Wcm^{-2}$ [Milchberg88].

Absorption par effet de peau anormal

Cet effet permet au champ laser d'interagir avec le plasma sur une distance supérieure à l'épaisseur de peau, ce qui se traduit par une augmentation de l'absorption.

L'effet est lié à l'augmentation de la vitesse thermique des électrons lorsque la température atteint quelques keV ($I > 10^{17} Wcm^{-2}$). Dans ces conditions, le libre parcours moyen des électrons et la distance parcourue pendant une période laser peuvent dépasser l'épaisseur de peau ($L_{peau} = c/\omega_{pe}$). Par conséquent, les électrons accélérés dans un cycle laser pénètrent bien plus profondément dans la matière avant de se thermaliser dans un temps caractéristique supérieur à la durée de l'impulsion. L'absorption de l'énergie laser est déterminée par ce mécanisme de transport thermique non-local vers l'intérieur. La longueur caractéristique de l'épaisseur de peau anormale est décrite par Weibel[Weibel67] :

$$L_{peau,an} = \left(\frac{cv_{th}^2}{\omega_{las}\omega_{pe}^2} \right)^{1/3} \quad (2.11)$$

Une théorie plus récente[Rozmus90, Rozmus92], donne une expression de l'absorption, qui s'applique au cas des impulsions courtes (jusqu'à quelques $100 fs$) et de gradient raide ($L_n/\lambda < 1$) [Yang95].

$$A = 1.4 \left(\frac{\omega_{las}^2 v_{th}}{\omega_{pe}^2 c} \right)^{1/3} \approx 0.7 \frac{I_{18}^{1/8}}{Z^{1/2} \lambda_{las} (\mu m)^{3/4}} \quad (2.12)$$

2.2.2 Mécanismes collectifs

Absorption résonnante

Ce processus se produit lorsque le champ électrique du laser présente une composante normale au gradient de densité du plasma (incidence non-normale, cible rugueuse,

forte focalisation), dans le cas où celui-ci n'est pas raide ($L_n/\lambda > 1$). Une onde polarisée p, en incidence oblique, se réfléchit sur une surface qui précède la surface critique ($n_{ref} = n_c \cos \theta$) où θ est l'angle d'incidence. La composante du champ, normale au gradient, peut pénétrer à des densités plus élevées et exciter une onde plasma-électronique longitudinale [Forslund77, Estabrook75, Gibbon96]. Le couplage est maximum et s'accompagne d'une absorption atteignant $\sim 50\%$, si cette distance de pénétration correspond à celle de l'onde évanescence du laser, ce qui fixe une valeur optimale de l'angle $\theta = \arcsin \lambda/2\pi L_n$. Dans le cas d'éclairements supérieurs à $10^{16} Wcm^{-2}$, l'onde plasma longitudinale présente une vitesse d'oscillation qui peut dépasser sa vitesse de phase, ce qui entraîne un amortissement rapide de l'onde (déferlement ou wave breaking) à cause de la perte de périodicité des trajectoires qui se croisent [Bergmann93]. Une fraction des électrons s'échappe de l'onde et emporte leur énergie cinétique.

L'importance de l'absorption résonnante diminue dans les deux cas limites suivants : pour un gradient très raide ($L_n/\lambda < v_{osc}/2\pi c$), l'amplitude de l'oscillation des électrons peut dépasser la longueur du gradient lui même, ce qui entraîne la destruction de l'onde plasma à chaque cycle. Dans le cas opposé d'un gradient très peu raide ($L_n/\lambda > v_{osc}/2\pi c$), l'angle optimum diminue, réduisant ainsi la composante longitudinale du champ responsable de l'effet. Un modèle simple proposé par Forslund [Forslund77] ainsi que des simulations numériques pour des éclairements modérés ($10^{16} Wcm^{-2}$) [Estabrook78] ont permis de montrer que la population des électrons accélérés peut être décrite par une maxwellienne. Des lois d'échelles pour la température T_H associée à cette maxwellienne ainsi que la densité d'électrons rapides n_H (normalisée à la densité critique) ont été alors établies :

$$T_H \approx 14(I_{16}\lambda^2)^{1/3}T_e^{1/3}keV \quad (2.13)$$

$$\frac{n_H}{n_c} = 2\alpha N_{pass} \frac{(I_{16}\lambda^2)^{1/2}}{T_e^{1/2}} \quad (2.14)$$

où α est la fraction de l'énergie laser absorbée et N_{pass} le nombre de passages dans la partie souscritique. Dans ce modèle on suppose deux populations maxwelliennes d'électrons : une population chaude (n_H, T_H) qui reçoit toute l'énergie absorbée et une population froide (ou de background), pour laquelle $n_e \sim n_c \gg n_H$ et $T_e \ll T_H$ qui garanti l'équilibre entre la pression cinétique du plasma et la pression de radiation. Avec ce modèle, pour $I\lambda^2 = 10^{18} Wcm^{-2} \mu m^{-2}$ et $T_e = 4keV$ (conditions proches de nos expériences) on obtient une température des électrons rapides $T_H \approx 100keV$.

Chauffage d'écrantage (vacuum heating)

Dans le cas d'un gradient raide ($L_n/\lambda < 0.1$) un autre processus, non-résonnant, décrit par Brunel [Brunel87, Grimes98], permet l'absorption de l'énergie laser (en incidence non normale) et l'accélération d'électrons. Comme dans le cas de l'absorption

résonnante, la composante longitudinale (E_0) du champ électrique laser (E_{las}) interagit avec les électrons du plasma. Dans une première demi-période, ce champ arrache les électrons et le propulse dans le vide. Puisque la densité électronique dans l'épaisseur de peau est très élevée, ces électrons sont très nombreux et forment un champ électrique par séparation de charge qui les rappelle vers la cible et écrante le champ laser. De cette manière, les électrons réinjectés se découplent du laser et emportent l'énergie acquise dans l'oscillation du champ longitudinal ($\propto v_{osc}^2$). La fraction d'énergie absorbée s'exprime :

$$f = \frac{\eta}{2\pi} \frac{v_{osc}^3}{v_{las}^2 c \cos \theta} \quad (2.15)$$

où θ est l'angle d'incidence, $v_{las} = eE_{las}/m\omega_{las}$, $v_{osc} = eE_0/m\omega_{las}$ et $\eta \approx 1.75(1 + 2v_{th}/v_{osc})$. L'effet du terme magnétique de la force de Lorentz ($\propto \mathbf{v} \times \mathbf{B}$) qui courbe les trajectoires électroniques est négligé dans ce modèle, ce qui n'est plus acceptable dans le cas relativiste. Des études numériques systématiques[Gibbon92] ($L_n/\lambda \in 0.01 - 2$ et $I\lambda^2 \in 10^{14} - 10^{18} Wcm^{-2}\mu m^2$) ont permis d'explorer le régime complexe entre le régime d'absorption résonnante et celui du chauffage d'écrantage. Ce dernier processus domine pour $L_n/\lambda < 0.1$, l'énergie cinétique moyenne des électrons est proportionnelle à $(I\lambda^2)^{1/2-1/3}$. On atteint un maximum dans le cas d'une onde en polarisation p incidente à 45° et pour des valeurs d'éclairements telles que $v_{osc}(I\lambda^2)/c \approx 3.1(L_n/\lambda)^2$.

Force pondéromotrice et chauffage $J \times B$

Pour des éclairements $I\lambda^2 \geq 10^{18} Wcm^{-2}\mu m^2$, des effets non linéaires liés aux gradients spatiaux de l'impulsion laser dominant l'interaction. Ces effets se manifestent sous forme de forces capables de pousser macroscopiquement la surface critique vers l'intérieur de la cible et d'accélérer des électrons jusqu'à plusieurs MeV . Un gradient spatial est présent à la fois dans la direction transverse, en raison du profil radial d'intensité du laser et dans la direction longitudinale, en raison du profil temporel de l'impulsion et de l'amortissement de l'onde à l'intérieur de la cible, au delà de la surface critique. La force non-linéaire exercée par une impulsion laser polarisée linéairement (de la forme $\mathbf{E}_{las}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \cos \omega_{las}t$), en présence de ces gradients, s'exprime dans la limite non relativiste par[Kruer85a, Kruer85b] :

$$\mathbf{F}_{NL} = -\frac{e^2}{4m_e\omega_{las}} [\nabla(|\mathbf{E}_0|^2) + \nabla(|\mathbf{E}_0|^2) \cos 2\omega_{las}t] \quad (2.16)$$

Le premier terme est lentement variable par rapport à ω_{las} et la moyenne temporelle sur une période laser constitue la force pondéromotrice proprement dite qui peut se récrire sous la forme suivante :

$$\langle \mathbf{F}_P \rangle = -\frac{e^2}{4m_e\omega_{las}} \frac{1}{2c} \nabla I_{las} \quad (2.17)$$

L'effet de la force pondéromotrice est de pousser les électrons, avec un mouvement de dérive lente par rapport à l'inverse de la fréquence laser ω_{las}^{-1} , dans les régions de champ faible. Ils sont expulsés radialement et accélérés longitudinalement vers l'intérieur de la cible. Pour expliquer ce résultat du point de vue de la dynamique de l'électron en champ intense, on peut observer que, en raison de la force $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ qui n'est plus négligeable et le pousse dans la direction de propagation, l'électron s'éloigne d'un mouvement d'oscillation purement transverse et présente une trajectoire en 8 superposée à un mouvement de dérive qui dépend de la non-uniformité du champ laser.

L'action macroscopique de cette pression pondéromotrice dans la direction de propagation conduit à un raidissement du gradient de densité du plasma et éventuellement à la formation d'un trou ou poche à basse densité là où le profil transverse de l'intensité laser atteint son maximum. Les ions ne répondent pas directement à la force pondéromotrice en raison de leur masse importante, mais ils suivent les électrons par l'intermédiaire du champ de séparation de charge sur une échelle temporelle de quelques ps , plus longue que la durée de l'impulsion. Ces résultats restent vrais en régime relativiste [McKinstrie88] où la force non linéaire prend la forme :

$$\mathbf{F}_{\mathbf{p},rel} = \nabla(\gamma(\mathbf{r}, t) - 1)m_{e0}c^2 \quad (2.18)$$

où $\gamma^2 = 1 + |\mathbf{p}|^2/m_{e0}c^2$, et \mathbf{p} est l'impulsion relativiste totale de l'électron. Dans ce cas l'interaction se produit dans une épaisseur de peau ($L_{peau} = c/\omega_e$) "étendue" en raison de la réduction de la fréquence plasma. La généralisation relativiste de 2.17 dans le cas d'une impulsion laser réaliste [Quesnel98] n'est toutefois pas immédiate.

Le deuxième terme, oscillant à $2\omega_{las}$, est responsable d'un mécanisme de chauffage (ou d'accélération) des électrons qui a lieu dans l'épaisseur de peau et est appelé "chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ", puisque il découle de la présence du terme magnétique de la force de Lorentz. En raison de la non uniformité du champ évoquée précédemment et des hautes fréquences, les électrons ne peuvent pas être couplés adiabatiquement à l'oscillation. Ils se déphasent à chaque demi-cycle et sont injectés vers l'intérieur de la cible sous forme d'un train d'impulsion à $2\omega_{las}$. Puisque dans le sens de propagation du laser, la densité électronique augmente tandis que le champ électrique (onde évanescence) diminue, il existe une position optimum ($n_e \simeq 4n_c$), qui maximise la force oscillante et le nombre d'électrons prenant part au processus.

Les simulations PIC de Wilks[Wilks92] ont montré que ces électrons présentent une distribution maxwellienne en énergie dont la température T_H est bien interpolée par le potentiel de la force pondéromotrice (approché, pour simplifier, par la seule composante transverse) :

$$T_H \sim \phi_{p,rel} = (\gamma_{\perp}(\mathbf{r}, t) - 1)m_{e0}c^2 \quad \gamma_{\perp} \approx (1 + 0.73I_{18}\lambda^2)^{1/2} \quad (2.19)$$

Cette loi d'échelle a été vérifiée par des simulations plus récentes dans le cas de gradients $L_n \sim \lambda$ [Lefebvre96]. L'absorption dépend fortement de l'éclairement et se situe dans l'intervalle 10 – 20 % pour $I_{18}\lambda^2 = 1$. Pour des éclairements supérieurs, on s'attend à une augmentation importante de l'absorption. Plusieurs simulations pour des gradients différents ont été effectuées récemment pour étudier le domaine d'applicabilité de ce type de chauffage [Toupin00]. Dans le cas des plasmas très souscritiques (interaction avec un jet de gaz) la force pondéromotrice relativiste rend possible de nombreux effets comme le guidage d'impulsions intenses par autofocalisation relativiste, l'accélération d'électrons dans le canal de densité par différents mécanismes.

Absorption par instabilités paramétriques

Ces processus sont typiques de l'interaction avec des gradients de plasma souscritique longs (préformés avant l'arrivée de l'impulsion courte). Ils ne contribuent donc que de manière très limitée à l'accélération d'électrons rapides (absorption $< 10\%$) dans le cas des gradients raides ($L_n/\lambda \leq 1$). En général, l'onde laser (dite "pompe") se propageant dans la partie souscritique du plasma peut se décomposer, par des mécanismes non linéaires liés souvent à l'inhomogénéité du plasma, en deux ondes diffusées. Celles-ci sont de nature différente selon les cas (ondes électromagnétiques diffusées, plasma-électronique, acoustique-ionique), la pulsation ω et le vecteur d'onde \mathbf{k} étant déterminés par la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

- Diffusion Raman stimulée ($\omega_{las} = \omega_{diff} + \omega_{p-e}$);
- Instabilité à deux plasmons ($\omega_{las} = \omega_{p-e} + \omega_{p-e}$);
- Diffusion Brillouin stimulée ($\omega_{las} = \omega_{diff} + \omega_{a-i}$);
- Instabilité acoustique-ionique ($\omega_{las} = \omega_{p-e} + \omega_{a-i}$);

Dans le cas où les électrons du plasma peuvent être efficacement couplés à l'onde plasma-électronique générée par l'instabilité, une forte accélération peut être atteinte. Le mécanisme le plus efficace est la diffusion Raman stimulée où, en raison du battement de l'onde laser et de l'onde diffusée, l'onde plasma-électronique est amplifiée. Des électrons peuvent y être piégés jusqu'à son déferlement. Des énergies jusqu'à la centaine de MeV ont été observées pour des plasmas très souscritiques (interaction avec des jets de gaz). L'énergie des électrons dépend de l'accélération dans toutes les ondes plasma, qui sont formées typiquement avec un spectre très large de vitesse de phase [Guérin96]. La transparence induite rend possible ces instabilités même à des densités surcritiques, mais dans ce cas leur efficacité dans le chauffage des électrons est bien inférieure aux mécanismes présentés auparavant et la description de leur développement devient complexe.

2.2.3 Conclusion sur les mécanismes d'accélération

Typiquement, dans nos conditions expérimentales, plusieurs des processus décrits peuvent être présents à différentes positions dans le gradient, surtout si le piédestal

laser forme un préplasma non négligeable. Dans ce cas, les absorptions paramétrique et résonnante peuvent contribuer dans la partie souscritique jusqu'à la densité critique. Dans la partie surcritique, grâce au raidissement pondéromoteur, le chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ est typiquement l'effet dominant.

La contribution respective de chacun de ces mécanismes est encore un sujet ouvert. De plus, les modèles présentés ne fournissent pas d'informations détaillées sur la distribution énergétique et angulaire des électrons accélérés. Il en découle la nécessité, afin d'interpréter les résultats expérimentaux, de recourir aux codes de simulation de type PIC (particle-in-cell) qui décrivent la dynamique d'un grand nombre (jusqu'à 10^9) de particules (électrons et ions) en interaction mutuelle par l'intermédiaire du champ électromagnétique et en présence de l'onde laser. Ce type de simulations (2D et plus rarement 3D) permettent de traiter l'interaction avec des cibles de densité initiale maximum très élevée (jusqu'à $50n_c$, en dessous de la densité du solide) et de quantifier le chauffage des électrons en fonction des paramètres tels que éclairement et forme de l'impulsion, taille de la tache focale et du gradient du préplasma. En outre, ils ont permis de mettre en évidence des effets relativistes liés au transport des électrons [Lasinski99, Ruhl95, Héron00, Ruhl99, Pukhov97, Pukhov98, Pukhov01].

Dans les expériences, la présence d'inévitables irrégularités de la surface de la cible et de non uniformités de l'éclairement laser (points chauds) peut conduire à des situations plus complexes, où plusieurs processus sont présents en même temps à des endroits différents dans la tache focale, pouvant accélérer des populations électroniques ayant des températures associées distinctes.

2.2.4 Conditions expérimentales

Pour avoir une idée du type de la source d'électrons rapides auquel on doit s'attendre dans le cas des expériences décrites dans cette thèse, nous allons appliquer les modèles présentés dans ce chapitre à nos conditions. On peut distinguer les régimes spécifiques pour les campagnes conduites au LULI et pour celle au RAL. Dans les deux cas une impulsion à $\lambda \approx 1\mu m$ a été focalisée, à l'aide d'un miroir parabolique $\approx f/3$ en incidence normale sur des cibles solides.

Les différences dans le régime d'interaction étaient déterminées par les conditions d'éclairement (énergie, durée et taille de la tache focale) ainsi que par les caractéristiques du piédestal laser.

Expériences au LULI

L' éclairement se situe entre 10^{18} et $10^{19} Wcm^{-2}$ (énergie $\approx 10J$, durée $\approx 350fs$ à mi-hauteur et tache focale $\approx 20\mu m$ à mi-hauteur. Le piédestal ASE avait une durée comprise entre 2 et $3ns$ à $10^{12} Wcm^{-2}$, ce qui produit un gradient de $L_n/\lambda \approx 70$ au moment de l'arrivée du pic intense.

Expériences au RAL

Dans ce cas, l'éclairement est légèrement supérieur, typiquement dans l'intervalle $1 - 5 \times 10^{19} \text{Wcm}^{-2}$ (énergie $\approx 30 - 40 \text{J}$, durée $\approx 1 \text{ps}$ et tache focale $\approx 15 \mu\text{m}$, à mi-hauteur). Le piédestal ASE n'était pas bien connu pour ce laser. On suppose qu'il est inférieur à 10^{13}Wcm^{-2} .

Les mécanismes d'accélération qui peuvent contribuer le plus dans ce régime modérément relativiste ($1 < a_0 < 3$) et avec un gradient de plasma non raide sont typiquement la force pondéromotrice et le chauffage $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Dans nos conditions expérimentales ($I \approx 10^{19} \text{Wcm}^{-2}$), sur la base de résultats précédents [Malka96, Beg97, Pisani00b], nous nous attendons à une distribution énergétique des électrons de type exponentiel ou maxwellienne relativiste 1D (de la forme $dn \sim \exp(E/T_{\text{hot}})dE$). La température caractéristique de la distribution peut être estimée en utilisant la loi pondéromotrice de Wilks (2.19),

$$T_{\text{hot}}(\text{keV}) \approx 511[(1 + (I/10^{18} \text{Wcm}^{-2}))^{1/2} - 1] \quad (2.20)$$

qui prévoit $T_{\text{hot}} \approx 900 \text{keV}$. Il existe une autre loi d'échelle $T_{\text{hot}}(I_{\text{laser}})$, obtenue à partir de résultats expérimentaux pour des éclairements compris entre 10^{17} et 10^{19}Wcm^{-2} (loi de Beg [Beg97]) :

$$T_{\text{hot}}(\text{keV}) = 100(I/10^{17} \text{Wcm}^{-2})^{1/3} \quad (2.21)$$

qui prévoit une température plus faible 450keV . La différence s'explique, en considérant que la loi de Beg tien compte d'autres mécanismes d'accélération et pas uniquement la force pondéromotrice.

2.3 Transport dans un solide. Effets collisionnels

2.3.1 Généralités sur le transport

Dans cette section, nous nous proposons d'étudier les processus d'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes avec une cible solide. La propagation d'un tel faisceau est un phénomène, qui met en jeu plusieurs processus simultanément :

- La densité élevée du milieu de propagation impose de prendre en compte les collisions élastiques et inélastiques des électrons avec les atomes. Les collisions élastiques sont responsables de la divergence angulaire du faisceau ; les collisions inélastiques contribuent au ralentissement des électrons et au chauffage du milieu.
- Les électrons n'étant pas injectés de l'extérieur mais arrachés aux premières couches du milieu de propagation, cela entraîne une forte séparation de charge et un champ électrostatique longitudinal de rappel, qui s'oppose à la propagation.

- La densité de courant associé aux électrons donne lieu à la formation d'un champ magnétique azimuthal, qui tend à collimater les électrons par l'intermédiaire de la force de Lorentz, et d'un champ électromoteur qui s'oppose lui aussi à la propagation des électrons. Une neutralisation en charge quasi-parfaite permet d'éviter l'explosion coulombienne du faisceau.
- Le champ électromoteur que l'on vient d'évoquer induit la formation d'un courant de neutralisation (courant de retour) auquel participent les électrons libres du milieu. Ce courant neutralise localement de manière partielle le faisceau rapide et permet de réduire la densité de courant net en dessous du seuil d'Alfven, qui correspond à l'auto-suppression d'un faisceau de particules chargées sous l'effet de ses forces magnétique internes.
- L'énergie cinétique des électrons rapides est cédée au milieu par les collisions inélastiques et par l'effet ohmique associé au courant de retour. Ce chauffage est suffisant pour ioniser les atomes et changer la conductivité électrique du milieu, ce qui à son tour influence les champs et la propagation.
- La conductivité électrique à laquelle est directement lié le courant de retour est une donnée importante. Dans le cas de la matière dense et chaude (état intermédiaire entre un plasma dense et un solide froid) c'est un paramètre encore mal connu, à la fois du point de vue expérimental et théorique.
- La présence simultanée du courant de retour, du courant rapide, du champ magnétique azimuthal, ainsi que des non uniformités dans la conductivité peut conduire à la formation d'instabilités à l'échelle microscopique et macroscopique (par rapport à la taille du faisceau), qui compliquent la description de la propagation.

Tous les processus évoqués sont fortement couplés entre eux et se manifestent à l'intérieur même du milieu de propagation.

Dans les paragraphes suivants, nous considérons partout comme milieu de propagation, l'aluminium (et quelques fois le plastique), dans l'explication des différents processus liés au transport des électrons rapides. Cela est dû au fait que dans nos expériences, nous avons utilisé ces deux matériaux pour fabriquer la couche de propagation des nos cibles.

2.3.2 Diffusion angulaire

La collision d'un électron avec un atome du milieu est de nature élastique en raison de la grande différence de masse et donne lieu à une déflexion angulaire de la trajectoire de l'électron, tandis que l'atome n'est sujet à aucune excitation.

Le point de départ est l'approche classique de Rutherford, où l'atome est considéré comme une charge ponctuelle source d'un potentiel coulombien, interagissant avec l'électron incident. Dans cette approche, la section efficace différentielle en fonction de l'angle de diffusion θ est donnée par :

$$\sigma_{Ruth}(\theta) = \frac{4Z^2e^4}{m_e^2v^4} \frac{1}{(4\sin^2\frac{\theta}{2})^2} \quad (2.22)$$

En considérant la dépendance de la section efficace avec Z , v et θ on constate que la diffusion sera très efficace pour des électrons peu énergétiques dans un solide à Z élevé et que les collisions à petit angle de déflexion dominant. La théorie classique tombe en défaut dans le cas des petits et de grands angles de déflexion. Le premier cas - le plus fréquent - correspond aux collisions avec un paramètre d'impact important, où l'électron incident rencontre un potentiel qui décroît plus rapidement que $1/r$ à cause de l'écrantage du noyau par les électrons atomiques. Le deuxième cas - très rare - correspond à des paramètres d'impact petits : dans ce cas la taille finie et la structure interne du noyau ne sont plus négligeables. D'autres effets relativistes et de spin interviennent pour corriger la section efficace de Rutherford. Une section efficace plus réaliste a été déterminée par un traitement quantique de la collision, où l'on résout de manière perturbative l'équation de Schrödinger pour un électron interagissant avec un potentiel atomique écranté [Nigam59] .

Ce modèle est valable pour des énergies cinétiques de l'électron beaucoup plus grandes que l'énergie potentielle du noyau. La section efficace de diffusion et l'angle d'écran s'écrivent, dans le cas d'un milieu non ionisé, de la manière suivante :

$$\sigma_{ela}(\theta) = \frac{4Z^2e^4}{p^2v^2} \frac{1}{(4\sin^2\frac{\theta}{2} + \theta_m^2)^2} \quad (2.23)$$

$$\theta_m = \frac{\mu\hbar}{pa} \quad (2.24)$$

où l'on a introduit l'angle θ_m , qui dépend de la longueur caractéristique d'écrantage du potentiel atomique a . Cette longueur est typiquement remplacé par le rayon de Thomas-Fermi ($a_{TF} = 0.885(\hbar^2/me^2)Z^{-1/3}$) et μ est une constante ~ 1 .

L'effet de plusieurs collisions indépendantes à petit angle sur un faisceau d'électrons initialement collimaté fait apparaître une distribution angulaire approximativement gaussienne. La largeur de cette distribution peut être estimée à partir de la section efficace par un traitement statistique des collisions multiples dans une épaisseur s donnée. La théorie de Birkhoff [Hubbell, Jr82] fournit un angle quadratique moyen de déflexion :

$$\langle\theta^2\rangle(s) = s \frac{8\pi N_{Avo} r_e^2 \rho Z(Z+1)(1-\beta^2)}{A\beta^4} \left\{ \ln \frac{\beta}{\alpha Z^{1/3} (1-\beta^2)^{1/2}} - \left(1 + \frac{\beta^2}{4}\right) + 0.56 \right\} \quad (2.25)$$

où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine et $r_e = 2.8 \times 10^{-15}m$ est le rayon classique de l'électron.

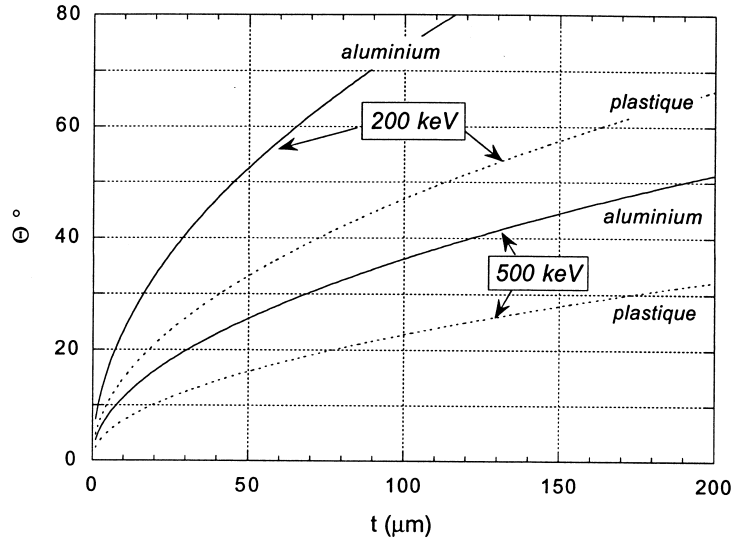


FIG. 2.2 – Angle de déflexion moyen du faisceau d'électron dans l'aluminium et dans le plastique pour deux énergies différentes.

La théorie fondamentale due à Molière [Molière47, Nigam59], aboutit, toujours dans la limite de diffusion multiple à petit angle, à une expression de la fonction de distribution angulaire, qui se réduit au premier ordre à une simple gaussienne et reproduit les résultats de Rutherford, si l'on considère les ordres supérieurs.

Les collisions inélastiques sur les électrons atomiques donnent lieu, quant à eux, à une déflexion angulaire négligeable, comme on peut le voir grâce à l'expression suivante de l'angle moyen de déflexion inélastique[Egerton86] :

$$\langle \theta \rangle \approx \frac{\langle \Delta E \rangle}{\beta^2 (E_k + m_e c^2)} \quad (2.26)$$

Inversement, les collisions élastiques donnent lieu à un transfert d'énergie négligeable par rapport aux collisions inélastiques. L'énergie maximale échangée s'exprime, dans le cas d'une collision élastique frontale (très rare) de la façon suivante :

$$\Delta E_{max} \approx \frac{E_k (E_k + 2m_e c^2)}{918 m_e c^2 A} \quad (2.27)$$

où A est la masse atomique. Dans le cas de l'aluminium, $\Delta E_{max}/E_k \approx 10^{-4}$ pour des électrons ayant une énergie comprise entre 100keV et 1MeV , ce qui est bien inférieur au transfert d'énergie inélastique. Dans un milieu à Z élevé ($Z > 20$), le grand nombre de collisions élastiques peut conduire à une contribution au transfert énergétique moins négligeable.

L'ionisation du solide, due par exemple à l'énergie déposée par collision inélastique, change le comportement des atomes par rapport à la diffusion élastique. En présence

d'ions, l'écrantage du noyau, qui dépend des électrons liés et des électrons libres réduit de façon importante l'angle d'écrantage. La section efficace totale augmente ainsi que l'angle de déflexion moyen. Cependant, il n'existe pas une théorie précise, valable dans la gamme de température qui nous intéresse (de la température ambiante jusqu'à environ 100eV). Une approximation [Nardi78] consiste à introduire un potentiel écranté tenant compte des électrons libres à l'aide d'un terme de Debye.

2.3.3 Pouvoir d'arrêt collisionnel et radiatif

L'électron incident peut interagir directement avec les électrons présents dans le milieu de propagation, électrons liés dans le cas d'un solide froid et aussi électrons libres dans le cas d'un solide ionisé. Dans ce type de collision (inélastique), une fraction non négligeable de l'énergie cinétique incidente est échangée avec les électrons de la cible. On peut écrire cette perte d'énergie, de façon classique, en fonction du paramètre d'impact b :

$$\Delta E_{ee}(b) = \frac{2\gamma^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (2.28)$$

Ce transfert d'énergie, pouvant exciter et ioniser l'atome, s'exprime par une quantité dite pouvoir d'arrêt qui représente la perte d'énergie par unité de longueur d'un électron incident dans un milieu donné de densité atomique n_a . Toutes les collisions ayant une valeur permise du paramètre d'impact sont considérées et on peut écrire formellement :

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi n_a \int_{b_{min}}^{b_{max}} \Delta E_{ee} db \quad (2.29)$$

Dans le cas d'un solide froid, si on considère que la réponse de chaque atome à la collision est indépendante des autres, un traitement quantique et relativiste [Bethe32] permet d'exprimer le pouvoir d'arrêt comme la somme de deux termes, qui dépendent du transfert d'énergie. Pour les petits transferts d'énergie les électrons atomiques doivent être considérés comme liés, ce qui implique de tenir compte de toutes les transitions électroniques possibles de l'atome [Bethe33]. Pour les transferts d'énergie importants, l'énergie de liaison de l'électron est négligeable et celui-ci peut être considéré comme libre [Møller32]. La somme de ces deux contributions donne, dans le cas d'un électron incident de vitesse v (facteur de Lorentz γ) [Seltzer74] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Bethe} = -\frac{2\pi n_a Z e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/m_e c^2)^2} + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)^2 - \delta \right\} \quad (2.30)$$

La dépendance du pouvoir d'arrêt en fonction des caractéristiques du milieu est donné par le produit de la densité atomique et le numéro atomique ($n_a Z$) ainsi que par le potentiel moyen d'ionisation I_0 . Ce potentiel, qui traduit l'effet global de toutes les excitations atomiques possibles (d'énergie E_n et force d'oscillateur f_n), est défini par :

$$I_0 = \sum_n f_n \ln E_n \quad (2.31)$$

Les forces d'oscillateurs ne sont connues que pour les atomes les plus simples. La détermination du potentiel moyen d'ionisation peut se faire par des modèles statistiques approchés et de manière expérimentale, en mesurant le pouvoir d'arrêt dans des conditions très contrôlées où la formule de Bethe est valable et à partir des propriétés optiques du milieu. Ces données sont recensées dans le rapport ICRU [ICRU84]. Une formule empirique due à Sternheimer [Sternheimer66] reproduit correctement les valeurs expérimentales pour $Z \geq 13$.

La formule de Bethe est valable pour une énergie cinétique de l'électron incident bien supérieure à l'énergie de liaison des électrons atomiques. A plus basse énergie, une correction est nécessaire pour amortir la contribution au pouvoir d'arrêt des électrons des couches les plus internes [Fano63]. A l'autre extrême, pour une énergie incidente très élevée, un effet collectif se manifeste (effet de polarisation ou de densité, décrit pour la première fois par Fermi [Fermi40, Sternheimer71]) : les collisions se produisent avec un paramètre d'impact qui peut être supérieur à la distance interatomique. Dans ce cas, la perturbation électrique que l'électron produit sur les atomes voisins influence en retour l'atome cible et modifie le ralentissement. L'effet final est une réduction du pouvoir d'arrêt, qui devient importante à haute énergie (10 % avec $E_k = 2\text{MeV}$ dans l'aluminium) et correspond au terme δ dans la formule 2.30.

Dans un solide ionisé, une partie de la population électronique de l'atome passe d'un état lié à un état libre. Ce transfert de populations a plusieurs effets sur le pouvoir d'arrêt. La contribution due aux électrons liés est réduite proportionnellement au degré d'ionisation Z^* . La formule de Bethe, sans le terme de densité, reste valable, à condition de remplacer Z par $Z - Z^*$ et d'utiliser un potentiel moyen adapté au cas d'un milieu ionisé, où l'écrantage du noyau est plus faible. Puisque une détermination expérimentale de ce potentiel n'est pas disponible, seules des approches théoriques sont possibles [Nardi78, More85, Val'chuk95], basées le plus souvent sur un modèle d'atome moyen de type Thomas-Fermi. Une formule approchée dans le cadre de ce modèle a été proposée par More[More85] :

$$I_{Z^*} \approx aZ \frac{\exp(1.29q^{0.72-0.18q})}{(1-q)^{1/2}} \quad (2.32)$$

où $q = Z^*/Z$ et a est une constante empirique $\approx 10\text{eV}$.

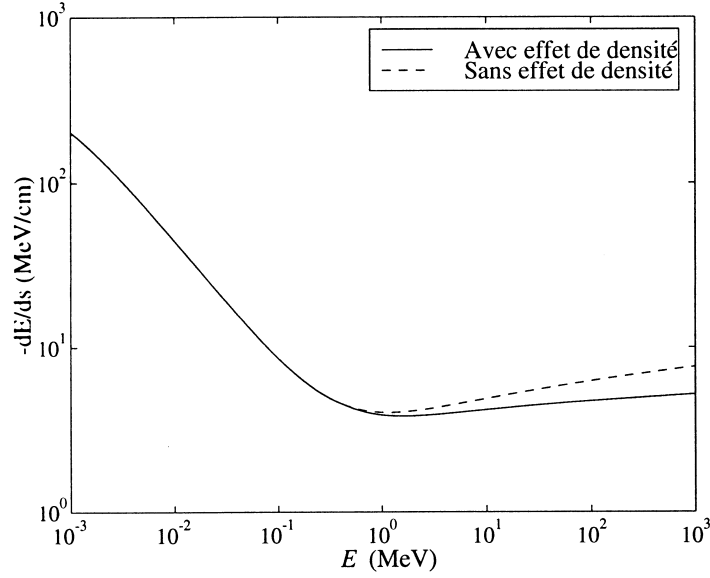


FIG. 2.3 – Pouvoir d’arrêt dans l’aluminium solide froid en fonction de l’énergie des électrons.

La contribution des électrons liés au pouvoir d’arrêt reste tout de même dominante jusqu’à une énergie des électrons de 100eV.

Nous examinons maintenant les contributions au pouvoir d’arrêt dues aux électrons libres. Deux cas sont possibles, selon que l’on considère des collisions binaires ou une interaction avec des modes collectifs (excitation d’onde de Langmuir). Le premier cas est caractérisé par un paramètre d’impact $b < D$ où D est la longueur de Debye effective ($D = \min(D_{ei}, r_i)$) qui traduit l’écrantage d’une perturbation électrique dans un plasma dense. En utilisant la section efficace de collision avec les électrons libres[Møller32], on obtient

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{lib} = -\frac{2\pi n_a Z^* e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{1}{4\epsilon_{min}} + 1 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right\} \quad (2.33)$$

où le transfert d’énergie minimum $\Delta E/E_k = \epsilon_{min} = (\lambda_{DB}/D)^2$ met en jeu la longueur d’onde de De Broglie de l’électron et la longueur de Debye effective comme paramètre d’impact maximum. Dans le cas où $b > D$ la perturbation due à l’électron incident excite une réponse collective du plasma, qui correspond à une contribution de la forme[Pines52] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pla} = -\frac{2\pi n_i Z^* e^4}{m v^2} \ln \left[1 + \left(\frac{v}{\omega_{pe} D_e \sqrt{3/2}} \right)^2 \right] \quad (2.34)$$

où ω_{pe} et D_e sont respectivement la fréquence plasma électronique et la longueur de Debye électronique. Toutefois, ce dernier cas ne s'applique pas à nos conditions expérimentales d'un plasma chaud à la densité du solide.

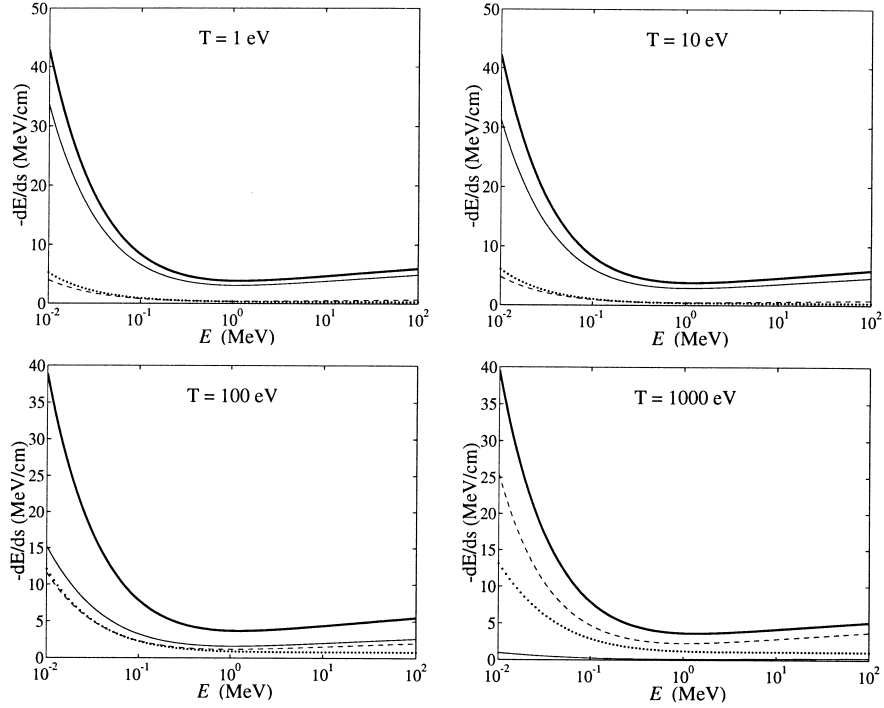


FIG. 2.4 – Contributions au pouvoir d'arrêt collisionnel dans l'aluminium solide chauffé en fonction de l'énergie des électrons et pour quatre températures différentes : pouvoir d'arrêt total (trait épais), électrons liés (trait fin), électrons libres (tirets) et oscillations plasma (pointillé).

Enfin, le pouvoir d'arrêt radiatif est associé au processus de bremsstrahlung. L'électron incident interagit avec le champ coulombien d'un ion et perd une partie de son énergie cinétique, qui est réémise sous forme d'un photon X. On peut exprimer le pouvoir d'arrêt radiatif en fonction de la section efficace de Bremsstrahlung :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{bre} = n_a \int_0^E k \frac{d\sigma_{bre}}{dk} dk \quad (2.35)$$

où E et k sont respectivement l'énergie cinétique de l'électron incident et l'énergie du photon émis. L'intégrale est calculée sur toutes les valeurs possibles de l'énergie photonique. Contrairement au pouvoir d'arrêt collisionnel, ici l'énergie transférée au photon n'est pas cédée à la matière localement où le photon est généré, mais distribuée dans la cible selon le coefficient d'absorption photoélectrique. La section efficace a été dérivée par un traitement quantique de la collision dans le cadre de l'approximation

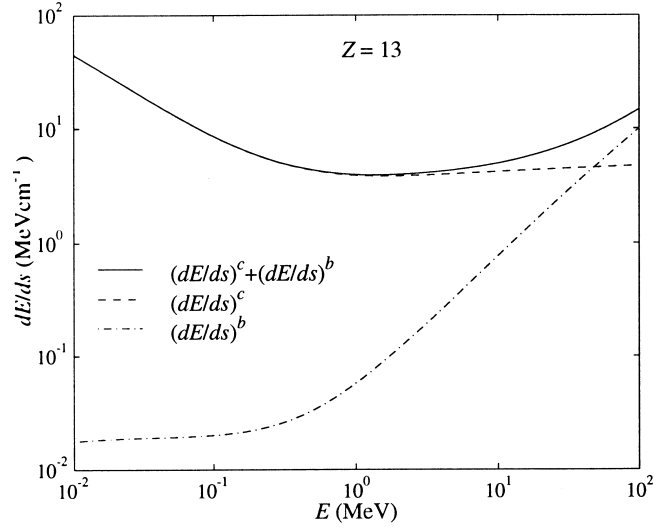


FIG. 2.5 – Contributions radiative (b, courbe à traits et points) et collisionnelle (c, courbe à traits) au pouvoir d'arrêt total (courbe à trait continu) dans l'aluminium solide.

de Born, qui conduit aux expressions suivantes pour les deux cas non-relativiste et relativiste[Heitler54] :

$$\left(\frac{d\sigma_{bre}}{dk} \right)_{NR} = \frac{16Z^2\alpha e^4}{3m_e^2 c^4 k \beta^2} \ln \frac{\beta + (\beta^2 - 2k/m_e c^2)^{1/2}}{\beta - (\beta^2 - 2k/m_e c^2)^{1/2}} \quad (2.36)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{bre}}{dk} \right)_{UR} = \frac{16Z^2\alpha e^4}{3m_e^2 c^4 k} \left[\left(1 - \frac{k}{E} + \frac{3k^2}{4E^2} \right) \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{k}{E} \right) \right] \quad (2.37)$$

où α est la constante de structure fine. Le pouvoir d'arrêt radiatif devient important pour des énergies cinétiques très élevées. En imposant l'égalité des pouvoirs d'arrêts radiatif et collisionnel on obtient l'énergie seuil au delà de laquelle le premier domine[Berger64] :

$$E_{k,seuil} \approx \frac{800 MeV}{Z + 1.2} \quad (2.38)$$

qui vaut $\approx 50 MeV$ dans l'aluminium et $\approx 25 MeV$ dans le cuivre. Dans nos conditions expérimentales (typiquement $100 keV < E_k < 10 MeV$) le ralentissement radiatif est négligeable.

Une comparaison des pouvoirs d'arrêt radiatif et collisionnel, dans le cas de l'aluminium, matériau qui fait partie des cibles que nous avons utilisées, est représentée dans la figure 2.5

2.4 Effets collectifs

2.4.1 Introduction

Il existe, outre les processus collisionnels que l'on vient de décrire, d'autres phénomènes qui influencent la propagation dans la matière d'un faisceau intense d'électrons rapides. Il s'agit notamment d'un ensemble d'effets de caractère collectif, liés aux champs électriques et magnétiques induits par la propagation du faisceau lui-même. En effet, pour des éclaircissements de l'ordre de $10^{19} W cm^{-2}$, correspondant à nos conditions expérimentales, le faisceau est constitué par $\sim 10^{14}$ électrons d'énergie comprise entre $250 keV$ et $1 MeV$, à des densité de l'ordre de $10^{19} cm^{-3}$ [Tikhonchuk02]. L'injection d'un tel faisceau à l'intérieur de la cible donne lieu à :

- une perturbation importante de la neutralité locale du milieu ;
- une densité de courant très élevée ($\sim kA/\mu m^2$) associée au faisceau.

Ces deux processus sont à la base de la génération des champs qui, à leur tour, agissent sur la propagation du faisceau. Les champs sont donc responsables des effets collectifs, que nous pouvons distinguer en deux catégories :

- *interactions internes au faisceau*, qui influencent sa stabilité et conduisent, par exemple, à son pincement magnétique. Celui-ci peut compenser partiellement la divergence angulaire associée aux collisions et garantir une bonne collimation du faisceau.
- effets liés à la *réponse électrique* de la matière à la perturbation en charge et en courant, induite par le faisceau d'électrons rapides. Cette réponse est dominée par la conductivité électrique du milieu et donne lieu à un courant de neutralisation (*courant de retour*), nécessaire au transport du faisceau. Le courant de retour est responsable, d'une part de la dissipation par effet Joule d'une fraction de l'énergie initiale du faisceau, d'autre part il est à l'origine d'instabilités plus ou moins défavorables à la propagation du faisceau lui-même.

2.4.2 Neutralisation du faisceau et courant de retour

Neutralisation en charge

Considérons l'injection d'un faisceau d'électrons intense dans un milieu conducteur, la densité du faisceau ($\sim 10^{21} cm^{-3}$) étant inférieure à la densité électronique

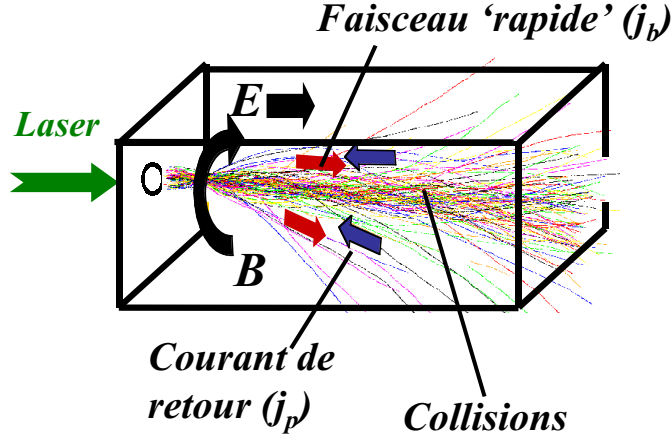


FIG. 2.6 – Schéma des effets des champs électriques et magnétiques sur la propagation du faisceau d'électrons rapides.

du milieu ($> 10^{23} \text{cm}^{-3}$). La propagation pourrait être limitée par l'explosion Coulombienne du faisceau, mais une redistribution des charges du milieu peut neutraliser la charge d'espace du faisceau. Plus particulièrement, l'accumulation locale de charge négative, due à la présence du faisceau, forme un champ de charge d'espace qui repousse des électrons du milieu, hors du faisceau. Les électrons du faisceau, quant à eux, ne subissent pas l'effet du champ, en raison de leur vitesse relativiste. Le temps caractéristique de neutralisation dépend uniquement de la nature du milieu traversé :

- Pour un milieu non collisionnel (plasma chaud) :

$$\tau_{neut} \sim \frac{1}{\omega_{pe}} ,$$

qui correspond au temps pour qu'un plasma soumis à un déséquilibre de charge réagisse par une force de rappel.

- Pour un milieu collisionnel :

$$\tau_{neut} \sim \frac{1}{\sigma} \quad \text{soit} \quad \sim \frac{\nu}{\omega_{pe}^2} ,$$

où, σ la conductivité du milieu et ν la fréquence des collisions électrons-ions. Le processus collectif de neutralisation est, dans ce cas, ralenti par les collisions. Plus la fréquence de collision est élevée, plus la neutralisation est lente.

Neutralisation en courant

Le courant maximum transportable par un faisceau d'électrons est limité par l'interaction du faisceau lui-même avec le champ magnétique azimuthal qu'il engendre, et qui exerce un effet de pincement. Lorsque le courant devient très intense, le champ

magnétique peut renvoyer certains électrons dans la direction opposée à leur direction de propagation initiale. Le courant maximum dans le vide (courant d'Alfvén [Alfvén34]) s'exprime de la façon suivante :

$$I_A(kA) \simeq \frac{\beta_b \gamma_b m c^3}{e} \simeq 1.7 \cdot 10^4 \beta_b \gamma_b . \quad (2.39)$$

où β_b et γ_b sont, respectivement, la vitesse normalisée à c et le facteur relativiste du faisceau d'électrons (b=beam). Au dessus du courant d'Alfvén, qui correspond à la situation physique où le champ magnétique peut inverser la direction des trajectoires des électrons se propageant aux bords du faisceau, celui-ci aura tendance à réduire son intensité.

Si le faisceau se propage dans un milieu conducteur, la propagation d'un courant supérieur au seuil d'Alfvén devient possible, grâce à la formation du courant de retour. En effet, l'injection du faisceau d'électrons rapides s'accompagne de la formation d'un champ magnétique azimutal qui augmente avec le temps, qui induit à son tour, en raison de la loi de Lenz, un champ électromoteur axial. Ce champ, s'opposant à l'augmentation du flux magnétique, accélère les électrons libres du milieu en sens inverse par rapport à ceux du faisceau. Ce courant, dit "courant froid" ou "de retour", favorise la propagation du faisceau, car il tend à réduire le courant total (neutralisation en courant) et par conséquent, le champ magnétique. Il existe une condition pour que cette neutralisation soit efficace : le rayon du faisceau doit être supérieur à l'épaisseur de peau magnétique du plasma ($\lambda_e = c/\omega_{pe}$), condition qui est vérifiée dans nos conditions d'interaction. Dans ce cas, le courant de retour "s'adapte" au profil spatial du faisceau, de telle sorte que celui-ci voit un champ magnétique très réduit par rapport à sa valeur dans le vide. Si l'on suppose d'avoir un faisceau d'un Joule d'énergie totale, avec une énergie moyenne de $500keV$ et une durée de $500fs$ (conditions semblables à nos expériences), le courant peut atteindre $4 \times 10^6 A$: la propagation d'un tel courant implique une neutralisation supérieure à 99%.

La conductivité finie du milieu, limite l'importance de la neutralisation, qui demeure efficace uniquement si la durée du faisceau est inférieure à un temps caractéristique, correspondant au temps de diffusion magnétique (cgs) :

$$\tau_d = \frac{4\pi\sigma r_b^2}{c^2} , \quad (2.40)$$

où r_b est le rayon du faisceau. Dans nos conditions, $\tau_d \sim 10ps$ est bien supérieur à la durée du faisceau (~ 350 ou $800fs$ suivant les cas), la neutralisation du faisceau sera donc efficace.

2.4.3 Importance des champs

Afin d'estimer l'ordre de grandeur des champs électriques et magnétiques associés à la propagation du faisceau d'électrons rapides, ainsi que leur importance par rapport aux effets collisionnels, nous avons utilisé un modèle simple proposé par Davies [Davies97]. Supposant une neutralisation quasi parfaite du faisceau j_b par le courant de retour j_p ($j_b \approx j_p$), ce modèle permet de déterminer les valeurs des champs, en fonction des paramètres laser (éclairage I_0 , conversion énergétique laser-électrons f , durée Δt , dans l'hypothèse d'impulsion gaussienne) et de la résistivité du milieu η . Si l'on considère la résistivité comme uniforme et constante, en négligeant toute instabilité, nous obtenons les expressions suivantes pour les champs, à l'aide de la loi d'Ohm et de l'équation de Faraday :

$$E_{max} \approx 10^9 V/m \times \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega m} \right) \left(\frac{f}{0.1} \right) \left(\frac{I_0}{10^{17} W cm^{-2}} \right)^{2/3} \quad (2.41)$$

et pour le champ magnétique maximum :

$$B_{max} \approx 55 T \times \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega m} \right) \left(\frac{f}{0.1} \right) \left(\frac{\Delta t}{1 ps} \right) \left(\frac{10 \mu m}{r_b} \right) \left(\frac{I_0}{10^{17} W cm^{-2}} \right)^{2/3} \quad (2.42)$$

où r_b est le rayon du faisceau d'électrons.

A partir de ces estimations, il est possible de comparer l'effet de ces champs sur la propagation des électrons (par l'intermédiaire de la force de Lorentz), avec les effets des collisions élastiques et inélastiques : la comparaison montre que le régime électromagnétique devient dominant dans la gamme d'éclairage laser $10^{18} - 10^{19} W cm^{-2}$.

2.4.4 Chauffage résistif

Description du chauffage résistif

La propagation du courant de retour est à l'origine d'un processus de dissipation de l'énergie du faisceau. En effet, en raison de la conductivité finie du milieu, le courant de retour chauffe le milieu par effet Joule (*chauffage résistif*). Grâce à ce processus, une partie de l'énergie cinétique du faisceau est transférée, par l'intermédiaire des champs magnétiques et électromoteurs, au courant de retour, qui la cède à son tour aux atomes du milieu par collisions. Cela peut accroître de façon significative le dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons et le chauffage du matériau, par rapport au régime de propagation purement collisionnel, que nous avons décrit auparavant.

Afin d'estimer l'importance du chauffage résistif, nous utilisons un modèle [Lovelace71, Gremillet01], où l'énergie perdue par le faisceau j_b est, en très grande partie, fournie au

plasma par effet Joule associé à la propagation du courant de retour j_p , le reste étant accumulé dans le champ magnétique. A l'aide du théorème de Poynting, en intégrant en temps et en espace la puissance par unité de longueur $\partial W_b/\partial t$ perdue par le faisceau j_b dans le champ électromoteur :

$$\frac{\partial W_b}{\partial t} = \int \mathbf{j}_b \cdot \mathbf{E} dA = \int \eta j_b j_p dA \quad (2.43)$$

où η est la résistivité du milieu et l'intégrale est sur la section du faisceau, que l'on suppose gaussien. Une intégration ultérieure jusqu'à un temps t donne une énergie par unité de longueur :

$$W_b = (I_b/c)^2 \ln \left(1 + \frac{2t}{\tau_d} \right) \quad (2.44)$$

où $I_b = e\pi r_b^2 n_b \beta_b c$ est le courant total du faisceau d'électrons, et τ_d la temps de diffusion magnétique (déjà défini). De la même façon, nous obtenons l'énergie cédée par effet Joule, en intégrant $\mathbf{j}_p \cdot \mathbf{E} = \eta j_p^2$:

$$W_p = \frac{1}{2} (I_b/c)^2 \ln \left(1 + \frac{4t}{\tau_d} \right) < W_b \quad (2.45)$$

A partir du chauffage résistif par unité de longueur W_p , nous déduisons la température du plasma, utilisant un modèle de gaz parfait d'électrons libres appliqué au volume du faisceau $V_b = l_b \pi r_b^2$:

$$\frac{3}{2} n_e k_B T V_b = W_p l_b \quad (2.46)$$

où $l_b \approx c\beta_b \Delta t$ est la longueur du faisceau. La température de la cible, en unités pratiques, est alors donnée par :

$$T[\text{eV}] \approx 400 \beta_b^2 \left(\frac{Z^* n_{ion}}{6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{n_b}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega \text{ m}} \right) \left(\frac{\Delta t}{500 \text{ fs}} \right) \quad (2.47)$$

Pour une cible d'aluminium et des paramètres du faisceau proches de nos conditions expérimentales, on obtient des températures de l'ordre de quelques dizaines d'eV. La figure 2.7 montre à titre d'exemple, le chauffage résistif induit par deux faisceaux monocinétiques d'énergies différentes. Même si dans cette estimation du chauffage, la dynamique propre du faisceau et la variation de la résistivité avec le temps ont été négligées, ainsi que l'effet d'éventuelles instabilités, le résultat montre l'importance du chauffage résistif dans nos conditions expérimentales.

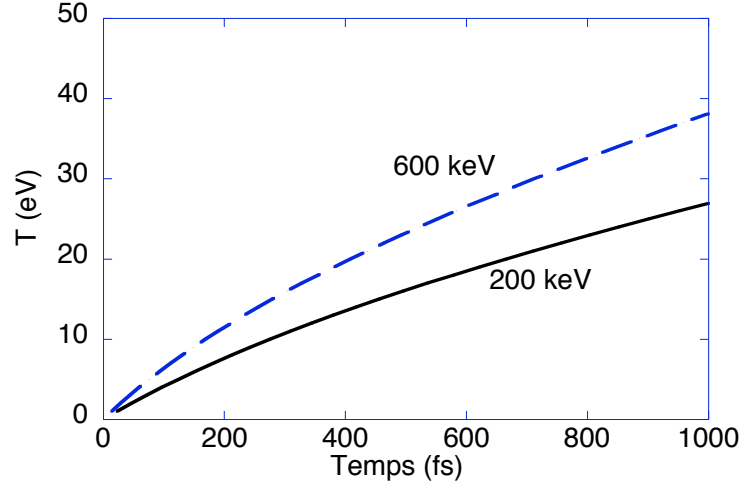


FIG. 2.7 – Chauffage résistif d'un plasma d'aluminium en fonction du temps pour deux faisceaux gaussiens d'électrons monokinétiques. Densité du faisceau : $n_b = 5.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La résistivité du milieu est $\eta = 10^{-6} \Omega\text{m}$.

Compétition entre chauffage collisionnel et résistif

Dans ce paragraphe, nous comparons l'importance du chauffage collisionnel par rapport au chauffage résistif [Gremillet01]. D'abord, nous prenons comme borne supérieure de l'énergie dissipée par le chauffage collisionnel, celle obtenue à partir du pouvoir d'arrêt de Bethe (formule 2.30), en négligeant la diffusion angulaire. L'énergie par unité de longueur fournie au plasma par collisions s'écrit alors :

$$W_p^{collision} = \pi r_b^2 n_b \beta_b c t \left(\frac{dE}{ds} \right) \quad (2.48)$$

où dE/ds est le pouvoir d'arrêt collisionnel valable pour un solide froid. A partir de cette expression (en négligeant les termes correctifs dans 2.30) et celle du chauffage résistif (formule 2.45), nous pouvons écrire le rapport entre les deux contributions :

$$\begin{aligned} \frac{W_p}{W_p^{collision}} &\approx 1.562 \cdot 10^3 \beta_b^3 \left(\frac{Z n_i}{6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{n_b}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega\text{m}} \right) \\ &\times \left[\ln \frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/mc^2)^2} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.49)$$

où le terme logarithmique vaut 10 – 20 pour les énergies typiques des électrons que nous considérons. Le chauffage résistif est proportionnel à la densité du faisceau et à la résistivité du milieu et inversement proportionnelle au nombre atomique et à la densité.

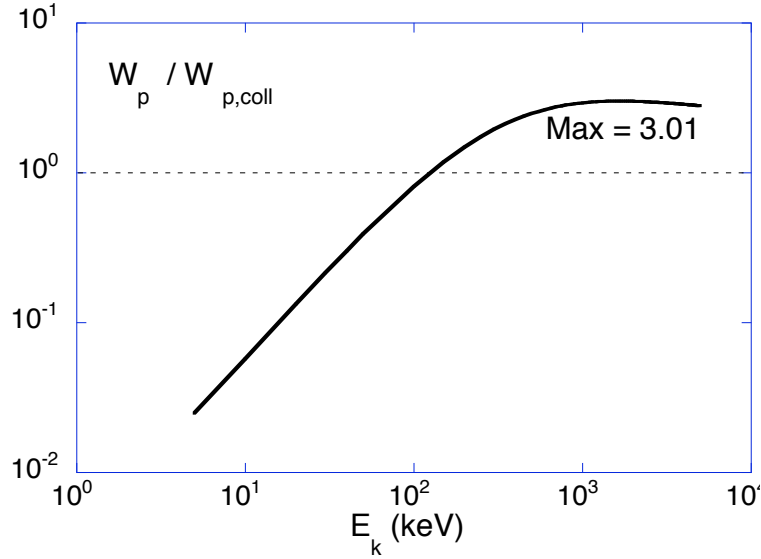


FIG. 2.8 – Rapport du chauffage résistif et collisionnel et en fonction de l'énergie cinétique de la population incidente. Paramètres identiques à la figure 2.7.

La figure 2.8 illustre ce rapport en fonction de l'énergie cinétique du faisceau incident dans un intervalle correspondant à notre régime d'interaction. Nous constatons donc que à priori le chauffage est dans ce cas essentiellement d'origine résistive.

2.4.5 Instabilités

Pendant un temps court devant le temps de diffusion magnétique ($\sim 10ps$), le courant de retour "suit" spatialement le courant incident, en raison de la neutralisation. Durant cet état quasi-stationnaire, où les champs auto-induits n'agissent pas sur les électrons du faisceau, diverses instabilités, à la fois microscopiques, (à une échelle spatiale inférieure au rayon du faisceau), et macroscopiques (à une échelle supérieure au rayon) peuvent se développer. Dans la description de la propagation d'un faisceau intense d'électrons, il faut donc considérer l'effet de ces instabilités, qui peuvent perturber la distribution initiale du faisceau et défavoriser sa propagation, en limitant l'énergie que celui-ci peut transporter.

Nous nous limitons ici à évoquer les plus importantes [Gremillet01] :

- *Instabilités microscopiques.* Dû au couplage du faisceau avec les particules du plasma, des instabilités se développent par la génération locale de champs électrostatiques ou électromagnétiques. Quand le faisceau incident et le courant de retour, de vitesses opposées, s'interpénètrent, cela donne lieu à une dispersion de vitesse axiale ou transverse du faisceau, qui peut défavoriser le transport des électrons rapides. Ce type d'instabilités se développe à une échelle temporelle de l'ordre de

la fréquence plasma (du milieu ou du faisceau). Les principales sont : l'instabilité à deux faisceaux [Buneman59] et l'instabilité de Weibel [Weibel59].

- *Instabilités macroscopiques*. Elles se développent ici en raison de la conductivité finie du milieu de propagation. Une surdensité du courant augmente le chauffage localement. Le temps caractéristique de ce type d'instabilités est comparable au temps de diffusion magnétique, leur croissance étant alors plus lente que les mécanismes microscopiques. Parmi elles citons l'instabilité de creusement ("hollowing") ou électrothermique, et l'instabilité de tuyau ("hosing").

,

Chapitre 3

Mesures de réflectivité et émissivité

3.1 Introduction

Jusqu'à présent, peu d'expériences, basées sur des diagnostics optiques, ont été effectuées pour étudier la propagation des électrons rapides dans des cibles solides et plus particulièrement le chauffage qu'ils induisent. Ces expériences étaient souvent fondées sur des diagnostics d'ombroscopie [Ditmire96, Gumbrell98] ou de réflectométrie [Vu95] visant à détecter l'avancement d'un front d'ionisation à l'intérieur de cibles transparentes. Pour des niveaux d'éclairement limités ($10^{14} - 10^{17} \text{Wcm}^{-2}$), il a été possible d'associer la vitesse du front d'ionisation à une onde de conduction thermique ou à une onde radiative. Celle-ci reste toutefois presque deux ordres de grandeur inférieure à la vitesse de propagation des électrons suprathermiques. Une expérience similaire d'ombroscopie, réalisée au LULI [Gremillet99], a mis en évidence un front d'ionisation se propageant dans une cible de silice à $\approx c/3$ surmonté par des jets étroits ($\approx 10 - 20 \mu\text{m}$) encore plus rapides ($\approx c/2$), ceci à des éclairements plus importants (10^{19}Wcm^{-2}). Ces vitesses ne peuvent pas être expliquées par un modèle de diffusion et témoignent d'effets non-locaux, comme les électrons suprathermiques ou les rayons X durs. Des tests spécifiques ont permis d'exclure la possibilité qu'il s'agisse de rayons X durs. Les vitesses observées ne peuvent donc être associées qu'à la propagation des électrons rapides. Malheureusement, il n'a pas été possible de quantifier l'ionisation et donc le chauffage à partir de ces données. Toutefois, cette expérience a montré que les électrons rapides peuvent se propager et ioniser une cible solide sur plusieurs centaines de microns.

Une autre expérience récente effectuée au laboratoire Rutherford Appleton (Chilton, Angleterre) [Tatarakis98] a mis en évidence la formation d'un plasma à la surface arrière d'une cible plastique de $140 \mu\text{m}$. Ce plasma apparaît très rapidement ($\approx 20 \text{ps}$) après l'arrivée du laser en face avant. La taille initiale de ce plasma est inférieure à la tache focale du laser. La formation de ce plasma a été associée à l'ionisation de la cible

due à un faisceau collimaté d'électrons rapides. Des estimations attentives ont permis d'exclure d'autres mécanismes, comme le débouché d'un choc ou le préchauffage associés à l'ASE, le collapse électrique de la cible ou la propagation d'ions rapides provenant de la surface avant. Une expérience encore plus récente [Tatarakis01, Zepf01] a apporté d'autres indications sur le transport des électrons rapides : un jet de gaz, à l'arrière d'une cible solide, a été sondé transversalement à l'aide d'un diagnostic d'ombroscopie. Les électrons rapides, créés dans la cible solide, débouchent dans le jet et, grâce à des instantanés très rapprochés ($1 - 5ps$), un front de filaments ionisés a pu être observé. Ceux-ci proviennent de la face arrière de la cible et se propagent ensuite dans le gaz. La taille initiale de la région filamentée est de $\sim 100\mu m$ pour une cible de $50\mu m$. On rappelle que d'autres expériences [Koch98b], basées sur la détection du rayonnement X thermique provenant d'une couche placée à l'intérieur de la cible (et non pas du côté laser) ont montré un chauffage de l'ordre de plusieurs centaines d'eV, attribuée aux électrons rapides, à des dizaines de microns de profondeur pour des éclaircissements de $10^{19} - 10^{20} Wcm^{-2}$ [Koch98b].

L'ensemble de ces résultats montre donc que dans le régime d'interaction $10^{18} - 10^{19} Wcm^{-2}$ la propagation des électrons doit conduire à des effets détectables sur la face arrière d'une cible solide. En particulier, on s'attend à observer le débouché d'un front d'ionisation modifiant les propriétés électriques et optiques de la surface arrière. Si le dépôt d'énergie est suffisamment important, la surface est ionisée et chauffée à des températures importantes (dizaines d'eV), et se détend ensuite de manière explosive dans le vide, sous l'effet de la pression thermique. En même temps, en raison des températures atteintes, la surface émet un rayonnement planckien qui est détectable du domaine visible jusqu'à l'X-UV.

Ces considérations nous ont donc amenés à choisir deux diagnostics complémentaires, résolus spatialement et temporellement, pour mesurer, respectivement, la réflectivité et l'émission spontanée (ou émission propre) de la face arrière dans le domaine visible.

- La mesure de la réflectivité permet de visualiser, dans des images 2D, le débouché en face arrière du front de chauffage (ionisation) et de le suivre en fonction du temps sur plusieurs dizaines de ps . En utilisant un modèle approprié, qui sera discuté par la suite, on peut remonter de la réflectivité mesurée à la conductivité électrique du plasma et potentiellement à la température.
- La détection de l'émission propre, de son côté, permet aussi d'estimer la température initiale, dès lors que l'on tient compte de manière correcte de l'absorption dans le plasma en détente, qui n'est pas négligeable pour des intervalles de mesure assez longs ($\sim ns$).

Puisque le débouché du front d'électrons est un processus très rapide, il est indispensable d'avoir une très bonne résolution temporelle, de l'ordre de quelques ps . Par ailleurs, une bonne résolution spatiale ($\leq 10\mu m$) est aussi requise pour étudier en

détail la géométrie de la région perturbée.

Ce type de diagnostics a été déjà utilisé dans le domaine de l'interaction en régime nanoseconde, notamment dans les expériences de génération d'ondes de choc laser [Ng85, DaSilva85, Ng86, Ng94, Basko97, Benuzzi98]. Le but des mesures de réflectivité et émissivité est, dans ce contexte, d'étudier soit le préchauffage de la cible avant l'arrivée du choc soit le chauffage de la surface arrière au moment même du débouché du choc. Le domaine de température typiquement exploré dans ces expériences était compris entre 0.1 et 10 eV selon la pression du choc. Des études théoriques, que nous allons discuter par la suite, ont permis d'établir, dans ces conditions, le domaine de validité des diagnostics et leur degré de précision.

Dans le cas de la mesure de réflectivité, nous avons également utilisé une technique récemment introduite, basée sur une impulsion à dérive de fréquence [Geindre98, BenuzziMounaix99]. Cette technique permet d'obtenir des images avec une résolution temporelle de l'ordre de la *ps* sur une fenêtre temporelle de plusieurs dizaine de *ps*. Cette résolution dépasse celle d'une caméra streak ordinaire.

3.2 Dispositif expérimental

3.2.1 Le laser 100TW du LULI

L'expérience a été effectuée sur la chaîne laser 100TW du LULI, basée sur la technique d'amplification d'impulsion à dérive de fréquence (CPA), déjà mentionnée. L'impulsion de 100 fs et 1 nJ issue d'un oscillateur Ti:Sapphire est étirée temporellement jusqu'à 1.3 ns, puis amplifiée à quelques mJ par un amplificateur régénératif Ti:Sapphire, qui fonctionne à 10 Hz. Ce signal à haute cadence est utilisé comme faisceau d'alignement et de synchronisation dans la salle expérimentale. Dans le cas d'un tir, l'impulsion issue du régénératif est injectée dans la chaîne constituée de quatre stades d'amplification à verres alternés (phosphate et silicate). L'impulsion en sortie de chaîne (1.057 μm , 90 J, 500 ps, 6 nm, 90 mm) ainsi qu'un faisceau sonde (30 mJ, 10 mm) prélevé en début de chaîne, sont envoyés dans la salle expérimentale. La cadence de tir à énergie maximale est d'un tir toutes les 20 minutes. Le schéma des faisceaux dans la salle expérimentale est représenté dans la Fig. 3.1. Une fraction du faisceau principal (40%) est injectée dans un compresseur à réseaux à 4 passages (sous vide) et comprimée temporellement jusqu'à 350 fs (FWHM) avec un rendement énergétique de 65%. La limite de 40% est due au seuil d'endommagement des réseaux de diffraction du compresseur. Le faisceau comprimé est ensuite envoyé du compresseur à l'enceinte d'interaction par l'intermédiaire d'un passage sous vide. La partie restante du faisceau, non-comprimée, est disponible typiquement pour créer un préplasma contrôlé avant l'arrivée de l'impulsion principale. Nous n'avons pas utilisé cette impulsion longue dans les expériences décrites ici.

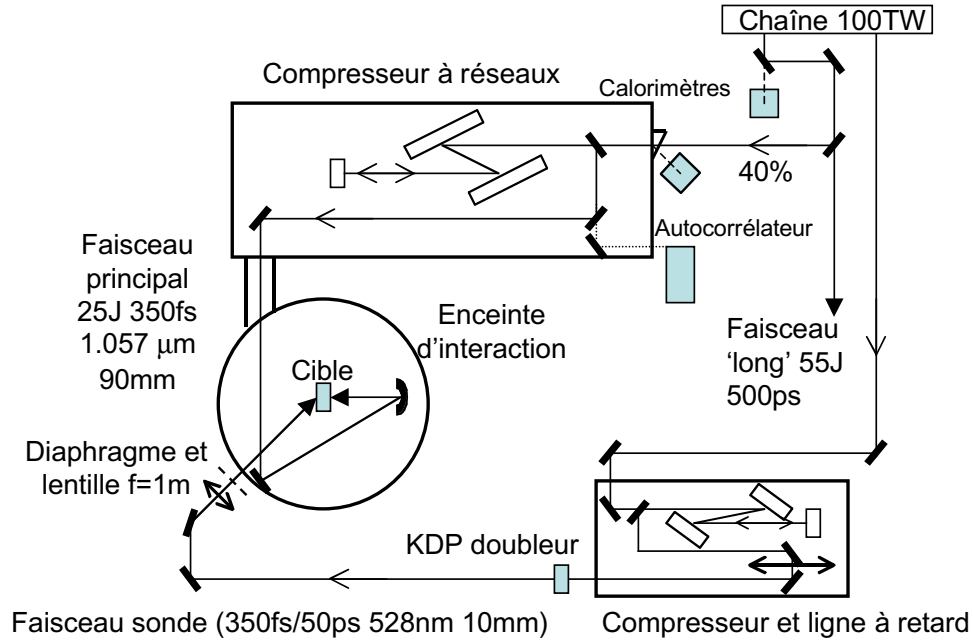


FIG. 3.1 – Salle expérimentale de la chaîne 100TW du LULI. Schéma des faisceaux utilisés dans l'expérience.

Le faisceau ultra-intense présente un piédestal (ou préimpulsion) dû à l'émission spontanée amplifiée (ASE) des têtes amplificatrices. Ce piédestal, mesuré avec une photodiode rapide, s'étale sur $\sim 2 - 3\text{ns}$ avant l'arrivée de la partie courte de l'impulsion et contient une petite fraction (10^{-4}) de l'énergie totale. On en déduit alors un rapport de contraste dans l'éclairement de l'ordre de 10^7 . Cette préimpulsion forme un préplasma avec lequel l'impulsion courte interagit ensuite.

Le faisceau sonde est comprimé à l'aide d'un compresseur à réseaux de petite taille qui permet d'obtenir, en faisant varier la distance entre les réseaux, une durée d'impulsion comprise entre une centaine de ps et un minimum de $350fs$. Avant d'être envoyé dans l'enceinte expérimentale, le faisceau sonde passe par une ligne à retard qui permet d'établir (à la ps près) le décalage temporel par rapport au faisceau principal. Comme on l'expliquera dans la suite de ce chapitre, le faisceau sonde était doublé en fréquence par un cristal de KDP. Nous l'avons utilisé en deux configurations soit complètement ($350fs$) soit partiellement comprimé ($50ps$).

3.2.2 Enceinte d'interaction et diagnostics

L'enceinte d'interaction (sous un vide primaire de quelques 10^{-3}mbar) est représentée dans la figure 3.2. L'impulsion principale est focalisée sur la face avant de la cible, en incidence normale, par un miroir parabolique diélectrique hors-axe ($f/3$, $f = 300\text{mm}$, hors axe au foyer = 77.5mm). Environ 50% de l'énergie laser est focalisée dans une

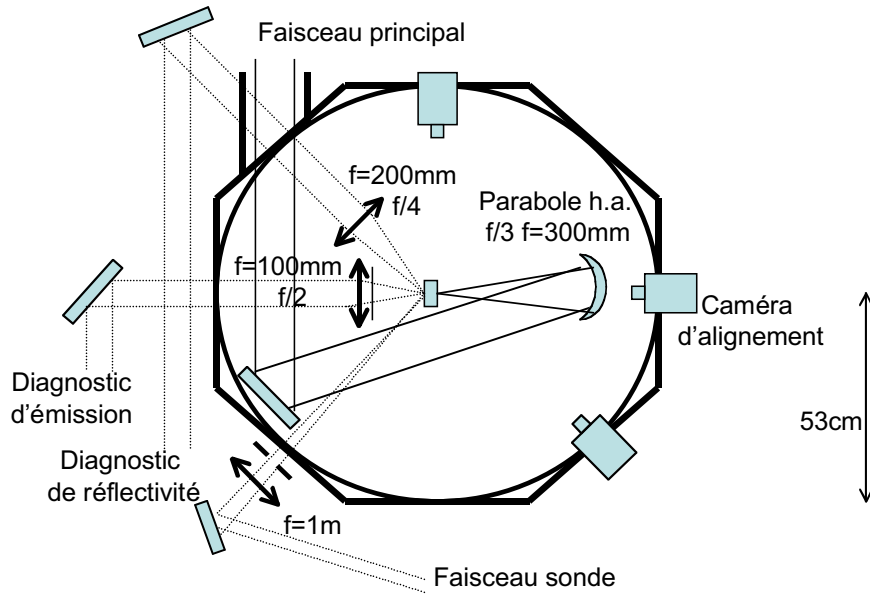


FIG. 3.2 – Schéma de l'enceinte d'interaction de la chaîne 100TW du LULI. La cible se trouve au centre. Le faisceau d'interaction est focalisé par la parabole hors-axe, à droite de la cible. On observe les trois caméras d'alignement, liées aux directions profondeur, hauteur, latéralité. À gauche les reprises d'images des diagnostics de réflectivité (45°) et d'émissivité (0°).

tache focale gaussienne de $20\,\mu\text{m}$ FWHM. L'alignement de la parabole ainsi que la qualité de la focalisation ont été vérifiés en début d'expérience, en utilisant une reprise d'image arrière à ω le long de l'axe laser. Cette reprise visait un point géométrique représentant le centre chambre. Celui-ci est défini à l'aide d'un microballon de $100\,\mu\text{m}$ de diamètre et de trois caméras d'alignement à fort grandissement. La bonne position de focalisation est ensuite obtenue en bougeant de manière systématique la parabole : le but est de minimiser la taille de l'image du laser et de réduire l'aberration sphérique, qui se produit lors d'un mauvais réglage angulaire.

Dans notre expérience le faisceau sonde arrivait avec un angle d'incidence de 45° sur la face arrière de la cible en polarisation p. Initialement nous avons utilisé un faisceau collimaté. Toutefois, pour uniformiser l'éclairement, nous avons été conduits à le diaphragmer et à le focaliser partiellement par une lentille $f = 1\text{m}$ à l'entrée de l'enceinte d'interaction (figure 3.2). Dans la direction de la réflexion spéculaire du faisceau sonde, nous avons effectué une reprise d'image de la face arrière de la cible. Enfin, (figure 3.2), nous faisons l'image à 0° de la face arrière à l'aide d'une lentille de grande ouverture, pour le diagnostic d'émissivité. Les détails de ces diagnostics seront donnés dans le paragraphe 3.3.

3.2.3 Mesure d'énergie et de durée

L'énergie délivrée par la chaîne était mesurée à chaque tir par deux calorimètres placés respectivement en fuite arrière d'un miroir à l'entrée de la salle expérimentale et en réflexion "parasite" du hublot d'entrée du compresseur (figure 3.1). Nous avons effectuée chaque jour un tir de vérification où tout le faisceau était envoyé dans un calorimètre absolu. Les rendements du compresseur et des optiques sous vide ont été calibrés en début d'expérience, en plaçant le calorimètre absolu dans l'enceinte d'interaction, pour déterminer l'énergie incidente sur la cible. La durée de l'impulsion ($\approx 350fs$) a été mesurée plusieurs fois au cours de l'expérience à l'aide d'un auto-corrélateur monocoup.

3.2.4 Cibles

Dans cette expérience nous avons utilisé deux types de cibles. Cela est illustré dans la figure 3.3.

- des cibles monocouche constituées d'aluminium ($17 - 400\mu m$ d'épaisseur). Le choix de ce matériau est dû à la multitude de données expérimentales et de modèles théoriques décrivant ses propriétés thermodynamiques et électriques. Cela concerne notamment l'équation d'état à hautes températures et pressions, les conductivités électriques et thermiques. Par ailleurs, le fait d'utiliser une cible monocouche permet d'éviter les problèmes liés aux interfaces pouvant contenir une couche mince isolante d'air ou de colle. Une telle couche pourrait perturber la propagation des électrons rapides, en raison de l'effet qu'un changement important dans la conductivité peut avoir sur les champs électrique et magnétique associés au courant d'électrons[Davies97].
- des cibles tricouches : Al ($2\mu m$) - CH (50 ,100 ou $170\mu m$) - Al ($17\mu m$). Ce type de cibles permet d'étudier la propagation des électrons rapides dans le cas d'un milieu de propagation (le polyéthylène) initialement isolant, tout en conservant le même matériau pour leur création. Comme on l'a déjà évoqué dans

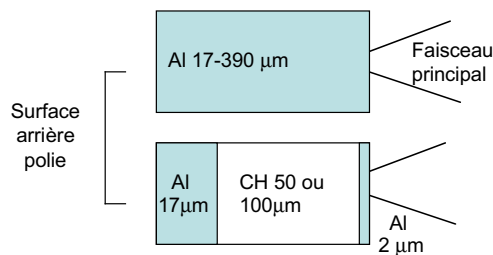


FIG. 3.3 – Schéma des deux types de cibles utilisées dans l'expérience. La face d'interaction avec le faisceau principal se trouve à droite.

les rappels théoriques, la propagation des électrons rapides semble être inhibée dans un isolant en raison de la difficulté à établir le courant de neutralisation, directement lié à la conductivité du milieu. Nos expériences précédentes, basées sur la mesure du rendement global $K\alpha$ ont donné des résultats confirmant cette hypothèse [Pisani00b]. La couche arrière en aluminium permet d'obtenir une qualité de surface indispensable pour le diagnostic de réflectivité. De plus, cela permet d'appliquer les mêmes modèles d'émissivité et de réflectivité que dans le cas des cibles monocouches.

3.3 Diagnostic de réflectométrie

3.3.1 Système de reprise d'image

Le faisceau sonde réfléchi par la cible est collecté par une lentille ($f/4$, $f = 200mm$), qui constitue le premier élément d'un système d'imagerie à trois lentilles toutes achromatiques, incluant une lentille de champ (figure 3.4). La lentille de champ fait l'image de la lentille de reprise sur la troisième lentille. Ce système optique permet d'éviter le phénomène de vignettage, qui engendre une réduction de la brillance de la source dans

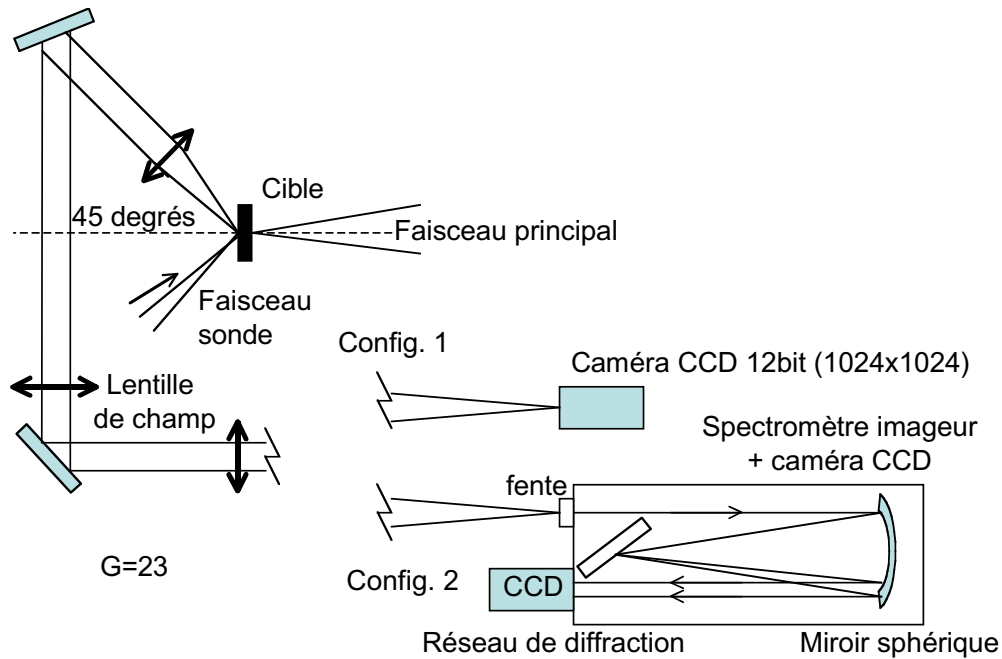


FIG. 3.4 – Schéma du diagnostic de réflectométrie. La réflexion du faisceau sonde sur la face arrière de la cible est focalisée soit sur une caméra CCD (technique "classique") soit sur la fente d'entrée d'un spectromètre imageur couplé à une CCD (technique "chirpée").

un système à deux lentilles, en raison de la "perte" des rayons les plus obliques. Dans notre configuration, l'image de la face arrière de la cible est formée sur le détecteur avec un grandissement $G \approx 23$ à une distance d'environ $7m$.

La synchronisation du faisceau sonde avec le faisceau principal a été effectué en les focalisant sur une microtige, placée au centre de l'enceinte, recouverte d'une peinture très diffusante permettant de renvoyer une partie du faisceau sonde vers l'arrière. Les deux faisceaux étaient imagés sur une caméra à balayage de fente à l'aide du système optique du diagnostic d'émissivité (voir la section suivante). Avant chaque tir nous avons effectué un tir de référence avec le faisceau sonde uniquement, de manière à pouvoir comparer le signal obtenu lors du tir avec la réflectivité de la cible avant le tir. La réflectivité expérimentale se définit alors de la manière suivante :

$$R_{exp} = \frac{I_{exp}}{I_{ref}} \quad (3.1)$$

où I_{exp} et I_{ref} sont respectivement les intensités obtenues lors du tir vrai et de celui de référence.

Nous ne déterminons pas ici la réflectivité absolue à comparer aux modèles théoriques et aux données d'autres expériences. En effet, la réflectivité expérimentale dépend de la réflectivité initiale de la surface non perturbée, qui peut être inférieure à la valeur de référence pour l'aluminium à température ambiante ($R \approx 0.83$ à $528nm$ [Born80]). Cela peut être dû à un état de surface imparfait, présentant une rugosité non négligeable, qui augmente la diffusion du faisceau sonde au détriment de sa réflexion spéculaire. On a donc mesuré, à l'aide d'un spectro-photomètre absolu (Cary), la réflectivité des feuilles d'aluminium utilisées pour fabriquer les cibles. Nous avons effectué cette mesure pour deux épaisseurs différentes, car l'état initial de la surface variait en fonction de l'épaisseur. On a ensuite multiplié cette réflectivité de référence ($0.6 - 0.8$ suivant les cas) par la réflectivité expérimentale R_{exp} , pour obtenir une valeur absolue.

3.3.2 Méthode "classique" : images instantanées 2D

Dans la configuration que nous appelons "classique", la cible était imagée directement sur une caméra CCD $12bit$ (ARP, 1024×1024), la durée du faisceau sonde étant réglée à $350fs$. De cette manière, nous avons obtenu des images instantanées 2D de la face arrière de la cible. D'un tir à l'autre, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal a été varié de 0 à $+50ps$ (par déplacements successifs de 5 ou $10ps$), afin d'explorer l'évolution de la réflectivité. Ainsi, en gardant la même épaisseur de cible et le même niveau d'énergie laser, nous avons pu suivre la dynamique sur une séquence d'images "comparables". Notons cependant que d'un tir à l'autre, plusieurs paramètres pouvaient fluctuer (éclairage, focalisation, qualité de la surface), introduisant des sources d'erreurs supplémentaires.

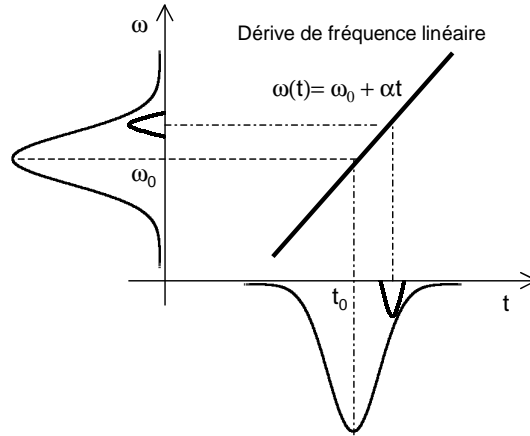


FIG. 3.5 – Schéma du chirp linéaire (dérive de fréquence linéaire) du faisceau sonde. Le spectre est relié au profil temporel. Une perturbation localisée dans le temps produit une perturbation spectrale. L'étude du spectre permet de remonter à l'information temporelle.

3.3.3 Méthode "chirpée" : images 1D résolues dans le temps

Cette technique, par rapport à la technique classique, fournit une mesure de la réflectivité sur une fenêtre temporelle étendue dans un *même* tir. La cible est ici imagée sur la fente d'entrée d'un spectromètre imageur. Sur le plan de sortie du spectromètre nous avons installé une caméra CCD 12bit, afin d'enregistrer l'image dispersée spectralement sur un axe et résolue spatialement sur l'autre. La durée du faisceau sonde a été réglée à 50ps. Ce diagnostic, dont le principe est expliqué ci-dessous, permet de traiter l'axe spectral de l'image comme un axe temporel : chaque image montre l'évolution temporelle de la réflectivité. Ceci donne une information sur une fenêtre temporelle de plusieurs dizaines de ps. La résolution spatiale est préservée par le spectromètre imageur uniquement dans la direction parallèle à la fente d'entrée, ce qui correspond à un "diamètre" sur la cible.

Principe de la technique chirpée

Cette technique, développée récemment [Geindre98, Rebibo00], utilise la caractéristique fondamentale d'une impulsion "chirpée" ou à dérive de fréquence : il existe une relation univoque entre la fréquence (pulsation) et le temps ou - pour dire autrement - les différentes composantes spectrales sont décalées temporellement les unes par rapport aux autres (par exemple le bleu arrive "avant" le rouge), comme cela est illustré dans la figure 3.5.

Dans notre cas, le chirp est imposé par l'étireur de la chaîne laser et partiellement réduit par le compresseur du faisceau sonde. Pour un chirp linéaire, on peut écrire :

$$\omega(t) = \omega_0 + at \quad (3.2)$$

où $a \approx \Delta\omega/\Delta t$, relie la largeur spectrale à la durée de l'impulsion chirpée. On peut réécrire l'équation 3.2 en fonction de λ (en utilisant la relation $c = \lambda\omega/2\pi$) et ensuite développer au premier ordre. On obtient alors :

$$\lambda = \lambda_0 + \alpha t \quad (3.3)$$

$$\text{où } \alpha = a\lambda_0^2/2\pi c \approx \Delta\lambda/\Delta t.$$

Cela signifie que le spectre contient une information temporelle, dans le sens qu'un phénomène affectant l'intensité de l'impulsion à un certain instant t (par exemple une baisse soudaine de réflectivité au moment de la réflexion sur la cible) se manifestera comme une perturbation spectrale autour de la seule composante λ correspondant à t , comme on peut voir schématiquement dans la figure 3.5. Si on disperse le spectre de l'impulsion, on peut récupérer l'information temporelle : il suffit alors de connaître la relation du chirp pour remonter au temps. En principe, il semblerait que la dispersion du spectromètre détermine la résolution temporelle que l'on peut obtenir. Cela n'est pas vrai, en toute rigueur, puisque il existe une limite inférieure à la durée de la plus courte perturbation mesurable, en fonction des paramètres de l'impulsion chirpée (principe de localisation de la perturbation[Geindre98]). Cette limite, qui découle de la relation d'incertitude entre temps et pulsation, peut s'exprimer de la manière suivante, en tenant compte de la définition du chirp :

$$dt \geq k\sqrt{\frac{\Delta t}{\Delta\omega}} \approx k\sqrt{\frac{\Delta t\lambda^2}{2\pi c\Delta\lambda}} \quad (3.4)$$

où $k \sim 1$ est une constante qui dépend du profil de l'impulsion. On peut observer que, à parité de largeur spectrale, la limite croît avec la durée de l'impulsion. Cela signifie que plus la fenêtre temporelle à explorer est étendue moins la mesure est précise. Même avec cette limite, l'avantage de la technique chirpée par rapport à l'utilisation d'une caméra streak ordinaire est de pouvoir atteindre une résolution temporelle bien supérieure, de l'ordre de la picoseconde par rapport à $\geq 10 - 15ps$.

Paramètres utilisés

Nous avons réduit la distance entre les réseaux du compresseur du faisceau sonde d'environ $6cm$ pour obtenir une durée $\Delta t \approx 50ps$ FWHM, puis nous avons compensé le retard par rapport au faisceau principal. La durée du faisceau sonde chirpée a été mesurée avec une caméra streak, comme on peut le voir sur la figure 3.6. La largeur du spectre $\Delta\lambda$ a été également vérifiée à l'aide un spectromètre et vaut $1.6nm$, ce qui permet d'obtenir le facteur de dérive $\alpha = \Delta\lambda/\Delta t$. La dispersion du spectromètre imageur utilisé a été déterminée à l'aide d'une lampe spectrale et valait dans notre cas $0.2nm/mm$.

3.3.4 De la réflectivité expérimentale à la réflectivité absolue

Comme nous l'avons expliqué auparavant, la réflectivité expérimentale est déterminée à partir du rapport entre l'image du tir et l'image de référence (non perturbée). Sa valeur dépend donc de la réflectivité initiale de la cible, qui est liée au type de matériau utilisé et à son état de surface. La réflectivité standard de l'aluminium, dans le cas idéal d'une cible-miroir parfaite vaut 82%. Dans notre cas, elle sera donc a priori inférieure à cette valeur et dépendante de la rugosité de la surface. La connaissance de la réflectivité initiale s'avère donc nécessaire pour pouvoir comparer nos résultats aux modèles théoriques, qui donnent toujours une réflectivité absolue. Nous avons fait une mesure préliminaire, à l'aide d'un spectrophotomètre absolu (Cary), uniquement pour deux épaisseurs de cibles :

- Cibles Al $17\mu m$. Il s'agit du type de cible de meilleure qualité, obtenue par dépôt sur lame de verre. La réflectivité absolue mesurée à $528nm$ vaut 75% et ne varie presque pas d'une cible à l'autre.
- Cibles Al $120\mu m$. Il s'agit d'un type de cible polie avec une machine, utilisant des poudres de diamant. La réflectivité vaut 60%, avec une variation de $\pm 5\%$ d'un tir à l'autre.

On n'a malheureusement pas de mesures pour les cibles d'épaisseur intermédiaire : 25, 35 et $80\mu m$. Puisque la procédure de polissage pour ce type de cibles était la même que pour les cibles de $120\mu m$ d'épaisseur, nous avons supposé une réflectivité non-perturbée de 60% dans l'analyse. Une erreur de l'ordre du 10% est inférieure aux barres d'erreur des valeurs expérimentales et n'affecte donc pas l'analyse des résultats.

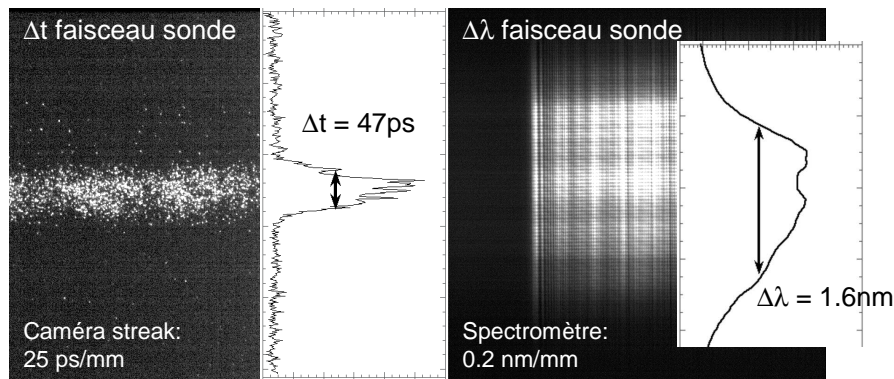


FIG. 3.6 – La durée et la largeur spectrale du faisceau sonde "chirpé" ont été mesurées à l'aide d'une caméra streak et d'un spectromètre, afin de calculer le facteur du chirp.

3.4 Diagnostic d'émission propre

3.4.1 Système de reprise d'image

Dans le cas de l'émission propre, un autre système d'imagerie à trois lentilles a été mis en place pour collecter l'émission visible de la face arrière de la cible à 0° le long de l'axe du faisceau principal (figure 3.7). Comme le montre la figure 3.2, la

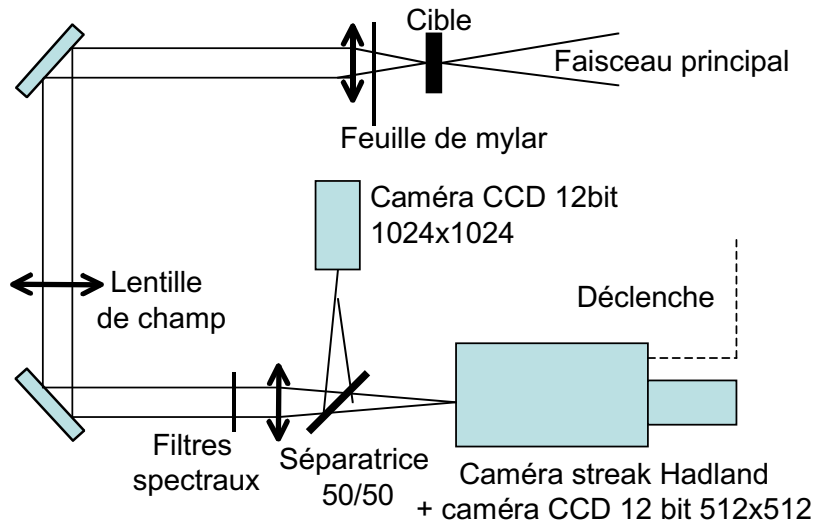


FIG. 3.7 – Schéma du diagnostic d'émission propre. L'émission de la face arrière de la cible est imagée sur une caméra CCD et sur la fente d'entrée d'une caméra streak couplée à une caméra CCD.

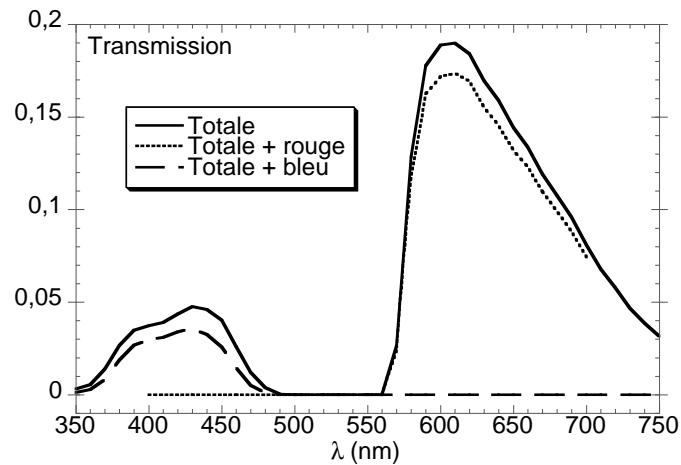


FIG. 3.8 – Transmission spectrale du diagnostic d'émission propre : sans filtres colorés, et avec filtre rouge et bleu respectivement. La transmission des densités neutres n'est pas incluse.

lentille de reprise était dans ce cas un doublet achromatique à très forte ouverture $f/2$, $f = 100mm$. Cette lentille était protégée des projections de plasma provenant de la cible par une feuille mince de mylar transparent, changée à chaque série de tirs (7 – 8 tirs). Après la lentille de champ, le faisceau collecté était séparé en deux parties par une lame séparatrice (50%). Une partie était imagée sur la fente d'entrée d'une caméra streak (Hadland Imacon S20 achromatique couplé à une caméra CCD 12 bit (512×512)). Cette voie nous a permis d'obtenir l'émission propre résolue temporellement, avec un grandissement de ≈ 14 . L'autre voie était focalisée directement sur une caméra CCD 12bit (ARP 1024×1024), donnant des images bidimensionnelles intégrées dans le temps.

L'utilisation d'une voie intégrée dans le temps permet d'étudier les détails géométriques de la région d'émission, par comparaison avec les images obtenues sur la streak. Les sources potentielles de lumière parasite, indépendantes du transport électronique et du chauffage de la cible et pouvant être collectées par le système d'imagerie, ont été éliminées grâce à des filtres spectraux. En particulier, la lumière à 2ω du faisceau sonde diffusé ou générée en face avant était coupée par un filtre "rose" (Kodak Magenta), qui laisse passer les autres parties du spectre visible (en dessous de $480nm$ et au dessus de $560nm$). La lumière à ω était coupée par un filtre *KG3*, qui impose une fenêtre de transmission centrée sur le visible ($\sim 350 - 700nm$). Pour une série de tirs, nous avons utilisé un système à deux filtres rouge+bleu, positionné sur deux parties différentes de l'image, pour mesurer la température "de couleur" associée au chauffage [Hall97]. La transmission spectrale du système optique est présentée dans la figure 3.8. La caméra streak a été utilisée à différentes vitesses de balayage correspondant à des fenêtres temporelles de $1ns$ jusqu'à $10ns$.

3.4.2 Calibration absolue du diagnostic d'émission propre

Calibration absolue des détecteurs

Le système optique de reprise de l'émission propre a été calibré en énergie de manière absolue. En particulier, le détecteur (streak + CCD) a été calibré avec un faisceau sonde à 2ω , selon le schéma présenté dans la figure 3.9.

Le faisceau sonde était injecté par une lentille dans une fibre optique multimode de $900\mu m$ de diamètre, ce qui permet d'uniformiser le profil spatial du faisceau. La lumière sortant à l'autre extrémité de la fibre présente alors un profil radial plat. Ce faisceau est alors imagé par une deuxième lentille sur la fente d'entrée de la streak, avec une atténuation idoine afin de ne pas la saturer. La fraction de la surface du faisceau pouvant effectivement entrer dans la streak a été mesurée. L'énergie du faisceau était mesurée en récupérant une moitié du faisceau dans un calorimètre absolu à l'aide d'une lame séparatrice 50/50.

L'énergie associée à un pixel correspond à un signal S_{px} sur la caméra streak et est donnée par le produit de l'irradiance spectrale $E_{\lambda 0}$ de la source multipliée par sa

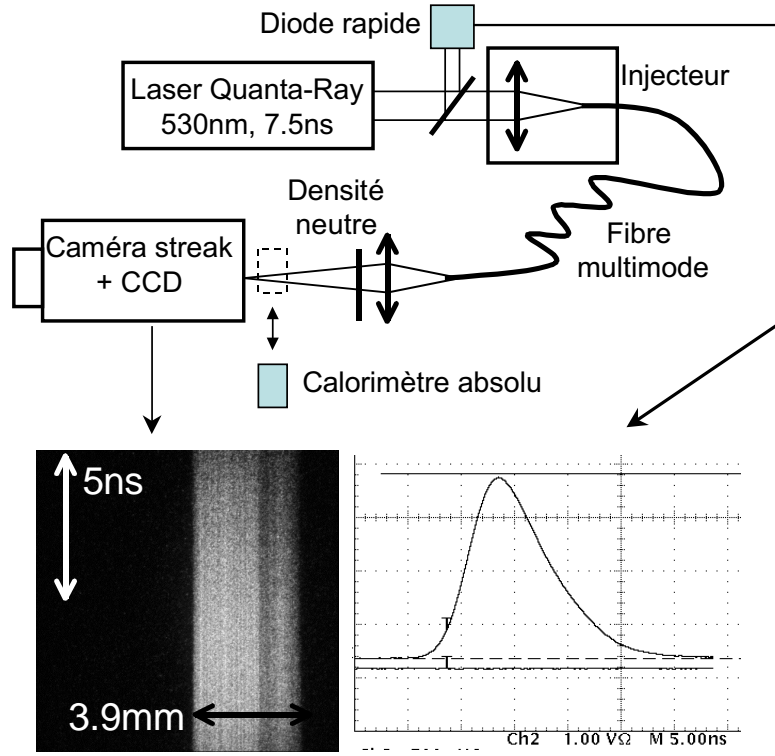


FIG. 3.9 – Schéma de la procédure utilisée pour la calibration absolue en énergie de la caméra streak Hadland S20, utilisée pour détecter l'émission propre dans l'expérience. Le signal produit par un faisceau sonde uniformisé par le passage dans une fibre optique est comparé à l'énergie correspondante, mesurée avec un calorimètre absolu.

largeur spectrale $\Delta\lambda$, la transmission du système optique T_{λ_0} , l'angle solide d'ouverture Ω (fixé par la lentille de reprise), la surface de la source correspondant à un pixel A_{px} (fixée par le grandissement) et le temps d'exposition d'un pixel Δt_{px} (fixé par la vitesse de balayage et la largeur de la fente d'entrée). On peut écrire donc la formule suivante, qui suppose une irradiance constante et uniforme à la longueur d'onde du faisceau sonde λ_0 :

$$E_{\lambda_0}(Wcm^{-2}nm^{-1}srad^{-1})\Delta\lambda T_{\lambda_0}\Omega A_{px}\Delta t_{px} = k_{\lambda_0}S_{px} \quad (3.5)$$

où k_{λ_0} (en $J/count$ s) est la constante de calibration. Connaissant la fraction d'énergie ϵ du faisceau qui rentre effectivement dans la streak et le produit du signal total Σ , somme de tous les coups dans l'image, on peut réécrire la formule 3.5 :

$$\epsilon = k_{\lambda_0}\Sigma \quad (3.6)$$

Cette relation permet de calculer la constante de calibration k_{λ_0} ($2-3 \times 10^{-12} \mu J/count$ s), qui permet alors de remonter à partir du nombre de coups à l'irradiance de la cible

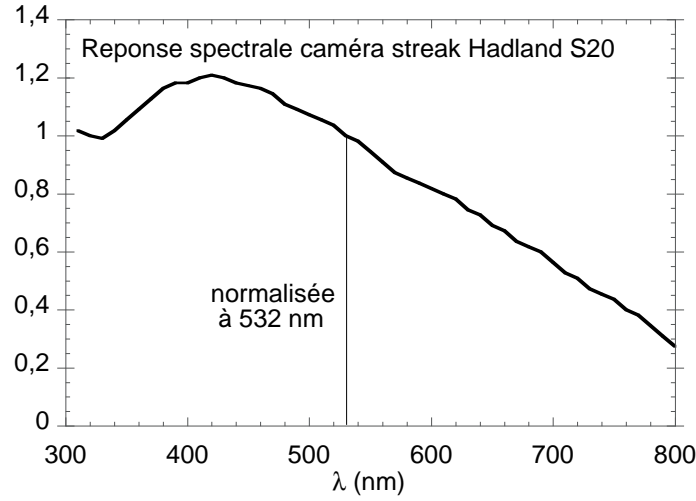


FIG. 3.10 – Réponse spectrale de la caméra streak normalisée pour 1 à $\lambda_0 = 532nm$

(intégrée sur le spectre) lors d'un tir, en utilisant la formule suivante :

$$\int_0^{+\infty} E_\lambda r_\lambda T_\lambda d\lambda \Omega A_{px} \Delta t_{px} = k_{\lambda_0} S_{px} \quad (3.7)$$

ou r_λ est la réponse spectrale de la caméra streak normalisée à 1 à λ_0 (figure 3.10).

Calibration absolue du système optique

La transmission, intégrée spectralement, de la reprise d'image à 3 lentilles a été mesurée à l'aide d'une lampe spectrale absolue et d'un tube photomultiplicateur (PMT). Dans la figure 3.11, nous présentons le schéma du banc optique que nous avons mis en place pour cette mesure. Nous avons imagé le trou de sortie de la lampe spectrale calibrée (Optics Lab. OL 5500) sur la photocathode d'un PMT, connecté à un oscilloscope. La lampe spectrale émet un rayonnement planckien à une température fixée, isotrope, dont la puissance spectrale (en $Wcm^{-2}sterad^{-1}nm^{-1}$) est fournie par le constructeur. La surface du trou de sortie a été mesurée au microscope et son ouverture angulaire était supérieure à celle de la lentille de reprise, qui fixait donc l'ouverture du système optique. Le faisceau lumineux passait ensuite par un chopper, qui le découpait en un train d'impulsions, afin de permettre un fonctionnement en régime pulsé nécessaire au PMT. Nous avons effectué les mesures avec les différents filtres utilisés lors de l'expérience (rouge, rose, bleu) et pour différentes valeurs de la tension de polarisation du PMT (entre -1.5 et $-2kV$), afin de nous assurer de la linéarité de la réponse. Dans chaque mesure, nous avons varié la luminance de la lampe (proportionnelle à sa puissance spectrale) entre 0 et $35000fL$. Nous avons donc enregistré le signal en tension correspondant du PMT, dont la réponse a été calibrée en envoyant

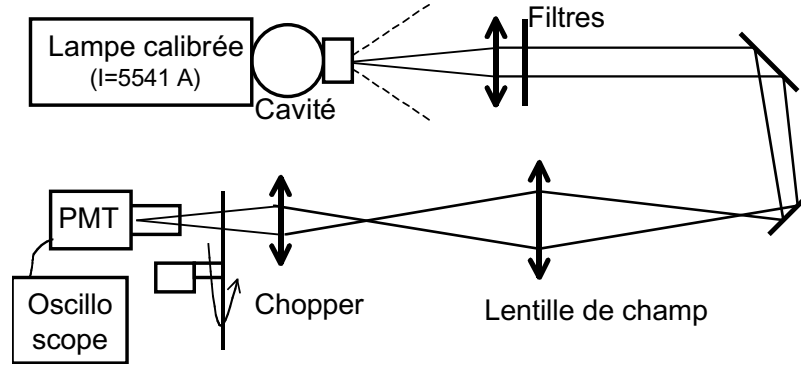


FIG. 3.11 – Schéma de la procédure utilisée pour la calibration absolue du système optique utilisé pour le diagnostic d'émission propre. L'émission d'une lampe spectrale absolue (température de corps noir 2920K) a été imagée, par le système optique à mesurer, sur un tube photomultiplicateur (PMT) connecté à un oscilloscope. Un chopper a été utilisé pour garantir le fonctionnement impulsé du PMT. Celui-ci a été précalibré en envoyant directement l'émission de la lampe.

directement la lumière de la lampe avec une ouverture fixée. La réponse spectrale de la photocathode (du type S20) est fournie par le constructeur (Hamamatsu).

Le résultat a confirmé que notre système de reprise à 3 lentilles, avec lentille de champ, ne produit pas de perte significative de rayons et transmet toute la lumière collectée dans l'angle solide soutenu par la première lentille. La transmission est donc déterminée principalement par les filtres utilisés.

3.5 Réflectométrie

3.5.1 Présentation des résultats : méthode classique

Dans cette section nous présentons les résultats obtenus avec le diagnostic de réflectométrie pour les cibles d'aluminium. D'abord nous décrirons en détails, de manière qualitative, des images typiques à titre d'exemple, puis nous présenterons l'ensemble des résultats.

Description des images

La figure 3.12 montre le résultat d'un tir sur une cible d'aluminium de $17\mu m$ d'épaisseur ($0.8J$, $7.4 \times 10^{17} Wcm^{-2}$). A gauche on présente l'image de référence associée, prise avec le faisceau sonde seul. La forme spatiale de l'éclairement est approximativement gaussienne, correspondant à la transformée de Fourier de la pupille du diaphragme utilisé. Le petit défaut que l'on observe est dû au faisceau d'alignement à

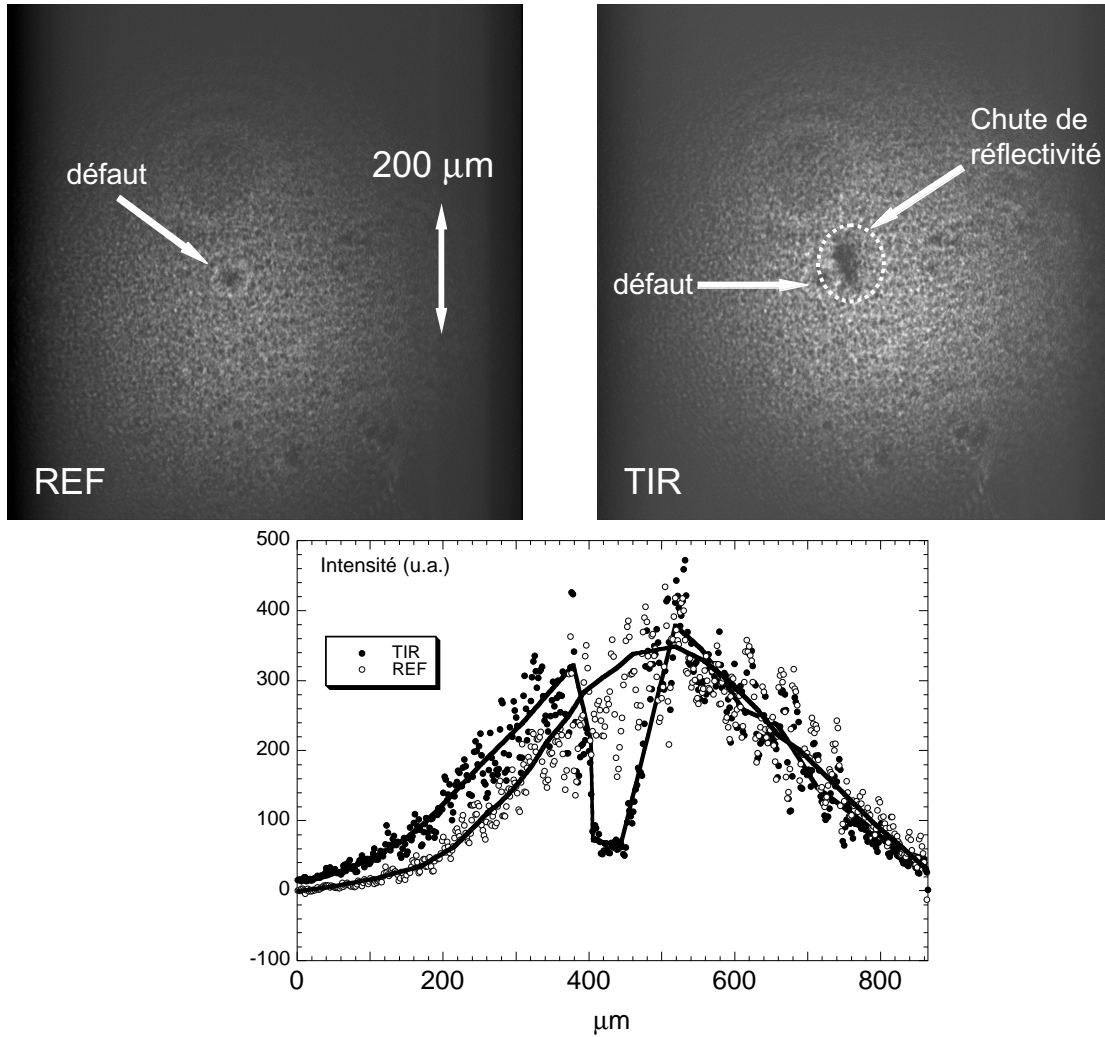


FIG. 3.12 – Images instantanées de la réflectivité de la face arrière d'une cible d'aluminium de $17\mu m$ d'épaisseur. À gauche, le tir de référence ; à droite le tir d'interaction ($0.8J$, $7.4 \times 10^{17} Wcm^{-2}$). L'image a été prise $25ps$ après l'interaction. Le chauffage est indiqué par une baisse de réflectivité (tache sombre). Un profil vertical passant par le centre de la tache est comparé avec le profil de référence correspondant.

$10Hz$, utilisé pour vérifier la focalisation en face avant, qui est suffisamment intense pour altérer la cible. Pour ne pas perturber la région d'interaction, cet alignement était effectué en déplaçant d'abord la cible latéralement d'une centaine de microns. Ensuite la cible était ramenée à la position d'origine après la vérification. Le défaut est visible principalement pour les cibles de petite épaisseur ($< 36\mu m$) et très rarement pour les cibles plus épaisses. À droite on présente l'image du tir, prise $25ps$ après l'arrivée du faisceau principal. Il faut remarquer que l'échelle spatiale est comprimée sur l'axe horizontal d'un facteur ≈ 0.71 , en raison de l'angle d'observation du diagnostic (45°). La tache sombre, clairement visible au centre de l'image, correspond à une baisse im-

portante de la réflectivité. Une section verticale de l'image indique que les bords de la perturbation sont très raides, caractéristique manifeste de tous les tirs avec des cibles de faibles épaisseurs ($17 - 36\mu m$). Le minimum de réflectivité dans cette image se situe entre 20 et 30%. On constate que la tache de réflectivité est compacte et ne présente pas de points chauds évidents. Nous avons vérifié que cela reste vrai pour toutes les cibles d'aluminium.

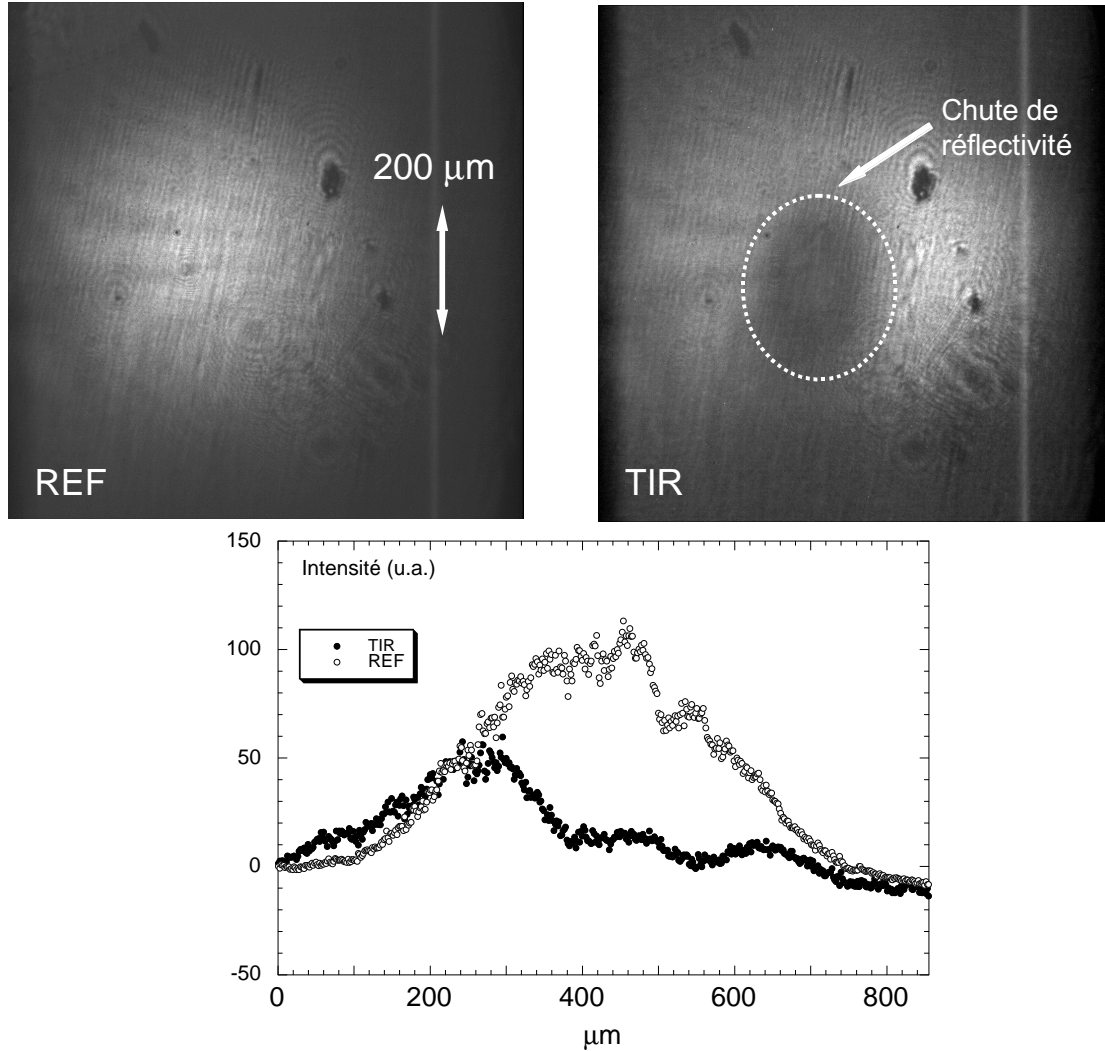


FIG. 3.13 – Image de la réflectivité de la face arrière d'une cible d'aluminium de $80\mu m$ d'épaisseur. A gauche, le tir de référence ; à droite le tir d'interaction ($4.6J$, $4.2 \times 10^{18} Wcm^{-2}$). L'image a été prise $35ps$ après l'interaction. La tache de réflectivité est large et moins bien définie.

Dans la figure 3.13, on présente le résultat d'un tir sur une cible d'aluminium plus épaisse ($80\mu m$, $4.6J$, $4.2 \times 10^{18} Wcm^{-2}$), prise à $+35ps$. On peut observer une très large perturbation de la réflectivité, qui chute ici à 20%. Dans ce cas, les bords de la tache ne sont plus très nets et raides mais présentent une diminution de la réflectivité étalée

sur plusieurs dizaines de microns.

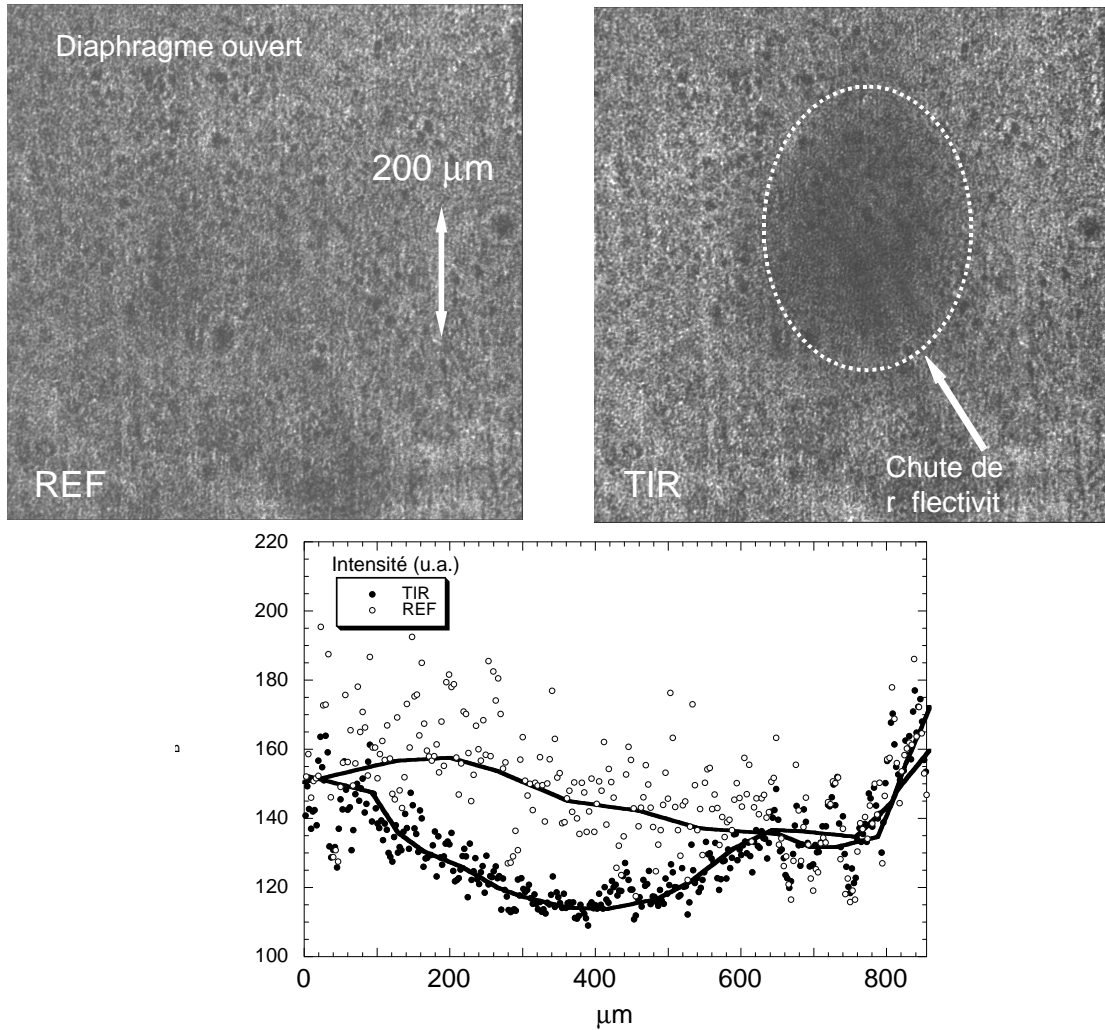


FIG. 3.14 – Image de la réflectivité de la face arrière d’une cible d’aluminium de $200\mu m$ d’épaisseur. A gauche, le tir de référence ; à droite le tir réel ($6.5J$, $6 \times 10^{18}Wcm^{-2}$), $50ps$ après l’interaction, montre une tache de réflectivité très large. Le diaphragme sur le faisceau sonde a été ouvert pour élargir la région éclairée, en réduisant en revanche l’uniformité, ce qui se traduit par des nombreuses surintensités (speckels). De plus, pour cette cible, nous avons eu des difficultés à faire la mise au point de la face arrière.

Enfin, la figure 3.14 montre le résultat d’un tir sur une cible d’aluminium très épaisse ($200\mu m$, $6.5J$, $6 \times 10^{18}Wcm^{-2}$), prise à $+50ps$. On peut observer une large perturbation de la réflectivité, mais avec une valeur minimum plus élevée que dans les deux cas précédant ($\sim 50\%$). Lors de ce tir, on a utilisé le faisceau sonde avec le diaphragme ouvert, de manière à irradier la cible sur un diamètre supérieur à la taille de l’image. Cela facilite le dépouillement dans le cas des grandes épaisseurs, où la tache de réflectivité mesure normalement plusieurs centaines de microns et devient

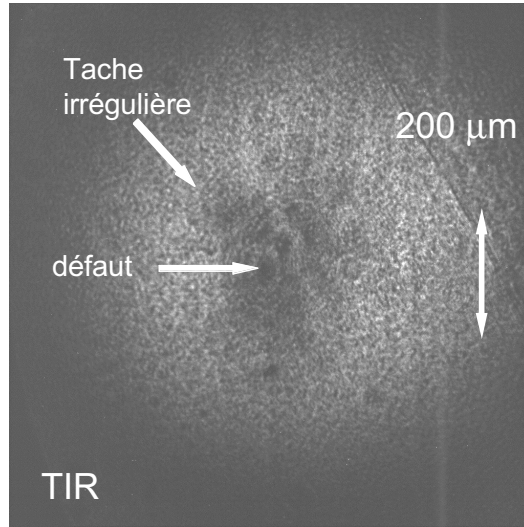


FIG. 3.15 – Image de la réflectivité de la face arrière d’une cible du type Al-CH-Al, où l’épaisseur de la couche de propagation de CH était $50\mu m$.

donc comparable à la taille du faisceau diaphragmé. Toutefois, l’éclairement devient dans ce cas moins homogène.

Cibles avec couche plastique Pour ce type de cibles, (du type : Al-CH-Al) contenant une couche de propagation de CH d’épaisseur variable, nous n’avons pas obtenu un nombre suffisant de tirs pour avoir des séries en fonction de l’épaisseur ou du retard. Nous ne pouvons donc pas les utiliser dans une analyse quantitative. Nous présentons toutefois à titre d’exemple, un tir qui permet de discuter de manière phénoménologique le comportement ”particulier” de ces cibles. Le tir présenté dans la figure 3.15 correspond à une cible où l’épaisseur du CH était de 50, avec un retard de $35ps$ et une énergie laser d’environ $6.5J$ ($6 \times 10^{18} Wcm^{-2}$). On observe une tache de réflectivité assez irrégulière avec des points chauds. Ce comportement n’a jamais été observé avec les cibles d’aluminium et pourrait s’expliquer qualitativement comme l’effet d’une filamentation du faisceau d’électrons. La filamentation pourrait dépendre soit d’une non-uniformité à l’interface CH-Al (due par exemple à des espaces vides ou des boules de colle), soit d’un phénomène d’instabilité du faisceau dans la couche de plastique. Nous devons nous limiter à cette interprétation qualitative, car il n’est pas possible à partir de cette image, de déterminer quel processus agit effectivement. Notons cependant que dans les expériences décrites au chapitre 4, nous avons observé, à l’aide d’un diagnostic d’imagerie X $K\alpha$, un comportement similaire (tache irrégulière avec points chauds), avec des cibles contenant une couche plastique. Nous renvoyons donc à ce chapitre une discussion plus détaillée.

Réflectivité en fonction du temps et de l'épaisseur

Pour mieux comprendre la dynamique de la réflectivité, on a effectué des séries de tirs à épaisseur et énergie constantes, en faisant varier uniquement le retard du faisceau sonde. Dans ces conditions, on peut observer l'évolution spatiale de la tache de réflectivité et sa valeur minimum. Dans la figure 3.16, tous les tirs effectués sur cible d'aluminium sont présentés en fonction du retard du faisceau sonde et par groupe d'épaisseurs. Dans ce diagramme, on a également regroupé les tirs selon l'énergie laser : une énergie faible ($E < 2J$), utilisée uniquement pour des cibles minces ($< 35\mu m$), et énergie élevée ($E \sim 3 - 9J$), utilisée principalement pour les cibles les plus épaisses ($\geq 75\mu m$).

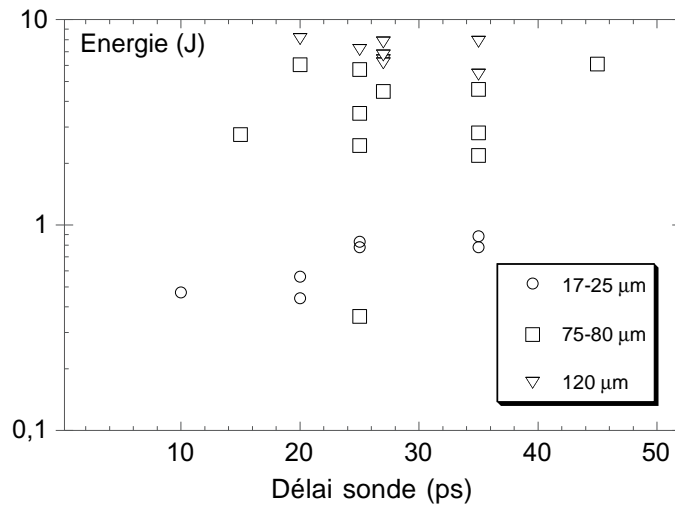


FIG. 3.16 – Résumé des tirs de réflectivité sur cibles d'aluminium. Énergie du tir en fonction du retard du faisceau sonde pour les différentes familles d'épaisseurs.

Afin d'établir l'évolution spatio-temporelle de la réflectivité, nous présentons dans la figure 3.17 deux séries de tirs correspondant à des cibles de $20\mu m$ ($0.5 < E < 0.8J$) et de $75\mu m$ ($3.5 < E < 6.1J$). Dans le premier tir de la première série, on peut remarquer la petite taille initiale de la tache ($\approx 40\mu m$), qu'il faut comparer avec la tache focale $\approx 20\mu m$. Ce tir a été effectué avec le retard le plus court ($10ps$), pour lequel on aperçoit une perturbation de la réflectivité. Le diamètre ensuite croît jusqu'à environ $100\mu m$, $25ps$ après le faisceau principal. Dans la seconde série, le diamètre initial est de $140\mu m$ et croît jusqu'à $320\mu m$. Les bords de la tache sont de plus en plus étendus et assez irréguliers, par rapport au cas des petites épaisseurs.

A partir des différentes séries de tirs, on peut obtenir un profil de la variation de réflectivité en fonction du temps ainsi qu'une vitesse radiale moyenne d'expansion de la tache. Les points expérimentaux de réflectivité pour les différentes séries de cibles utilisées (chacune correspondant à une épaisseur et à un niveau d'énergie constant) sont

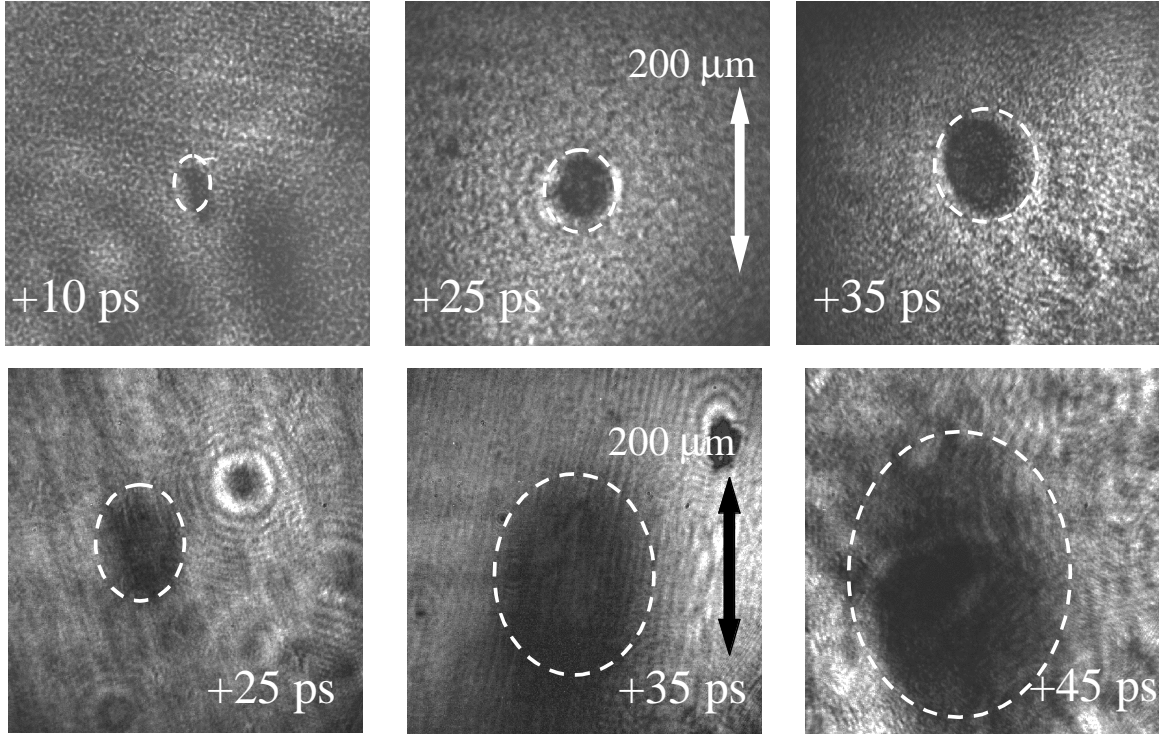


FIG. 3.17 – Deux séquences d’images de réflectivité de la face arrière de cibles d’aluminium de 20 et $75\mu\text{m}$ d’épaisseur, d’énergie laser de $0.5 - 0.8J$ et $4 - 6J$ respectivement. Les images ont été prises avec des retards différents. La tache de réflectivité s’élargie, indiquant une vitesse radiale moyenne de l’ordre de $1 - 2 \times 10^6 \text{m/s}$ dans les deux cas.

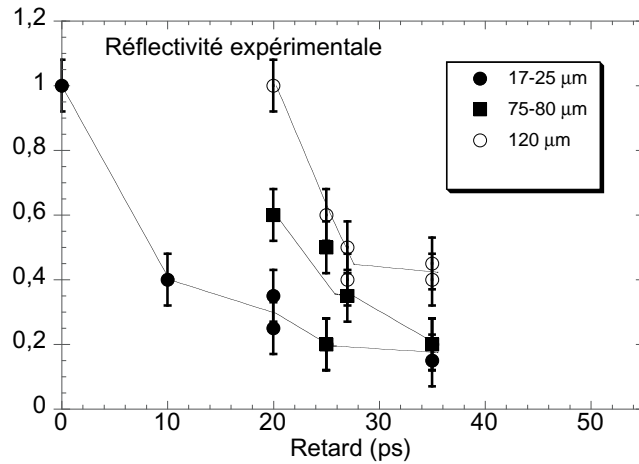


FIG. 3.18 – La réflectivité expérimentale, mesurée au centre, est tracée en fonction du retard du faisceau sonde pour les différentes familles d’épaisseurs de cibles.

représentés dans la figure 3.18. On observe d’abord que la perturbation de réflectivité semble se produire plus tard pour les cibles plus épaisses. Cependant, en raison des

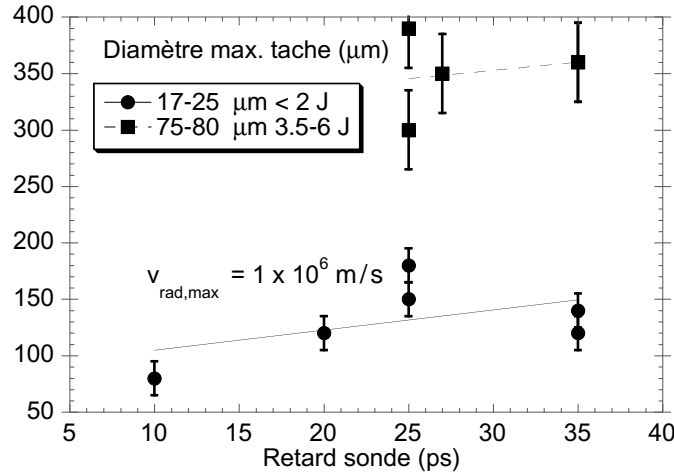


FIG. 3.19 – La variation du diamètre de la tache de réflectivité est tracée en fonction du temps pour des séries homogènes de tirs. Une estimation de la vitesse moyenne d'expansion est déduite des points expérimentaux par un fit linéaire.

ralignements fréquents du faisceau sonde, la connaissance du retard zéro (par rapport au faisceau principal) entre des séries différentes est moins précise ($15ps$) qu'à l'intérieur d'une même série de tirs consécutifs. Les points donnant une réflectivité de 1 correspondent à des images où aucune perturbation n'était détectable, compte tenu de l'indétermination due à fluctuation d'éclairement et à la qualité de la cible.

Pour toutes les séries, la réflectivité chute de la moitié de sa valeur de référence dans un intervalle de temps de l'ordre de $10ps$. Cela semble bien confirmé surtout dans le cas des cibles de 75 et $120\mu m$ pour lesquels on dispose de plusieurs points expérimentaux très rapprochés dans le temps. Par contre, pour les cibles de $390\mu m$ aucune perturbation n'a été détectée dans la fenêtre temporelle explorée ($0 - 55ps$) même pour des tirs à énergie maximale.

Expansion radiale de la tache de réflectivité

Pour estimer la vitesse d'expansion radiale de la tache de réflectivité, nous avons tracé le diamètre en fonction du temps pour les séries de tirs discutées auparavant : une à faible épaisseur ($17 - 25\mu m$) et une à plus grande épaisseur ($75 - 80\mu m$), comme on peut le voir dans la figure 3.19. Les tirs présentés dans la figure 3.17 appartiennent à ces deux séries. On peut résumer les résultats sur la vitesse de la manière suivante :

- Pour les cibles minces ($17 - 25\mu m$) et une énergie laser faible ($0.4 - 0.9J$) la taille de la tache augmente de manière régulière : un fit linéaire donne une vitesse moyenne d'expansion radiale de $0.8 - 1 \times 10^6 m/s$;
- Pour les cibles de $75 - 80\mu m$ (énergie de $3 - 6J$) les point expérimentaux sont plus dispersés. La vitesse moyenne reste du même ordre de grandeur que pour

les petites épaisseurs.

3.5.2 Présentation des résultats : méthode chirpée

Nous allons maintenant présenter les résultats de la réflectométrie obtenue avec la seconde méthode dite "à dérive de fréquence" ou "chirpée". Nous nous limitons à des cibles d'aluminium ayant une épaisseur $\leq 80\mu m$. Au delà, la taille importante de la tache de réflectivité, l'absence de bords nets et la faible diminution de la réflectivité rendent très difficile d'apercevoir la perturbation sur l'image. De plus, la mise au point sur la face arrière lors de l'alignement de la cible s'est avérée particulièrement délicate

On considère, à titre d'exemple, les cas suivants : deux tirs sur cibles de $25\mu m$ (figure 3.20) et un tir à $75\mu m$ (figure 3.23). L'axe vertical de l'image représente le temps, qui croît vers le haut et le profil du faisceau sonde est donné (à droite dans la figure 3.20) en prenant une section sur la partie non perturbée. La largeur à mi-hauteur correspond à $47ps$, selon la calibration de la dérive de fréquence ("chirp") du faisceau. Pour les deux tirs de figure 3.20, le faisceau sonde était à priori synchrone avec le faisceau principal, de manière à ce que son maximum corresponde à l'arrivée du faisceau principal sur la cible. Cette synchronisation ayant été effectuée avec une caméra streak, la précision sur le temps zéro est de l'ordre de $\sim 10 - 15ps$. Malgré cette incertitude sur l'origine du temps, la réflectométrie chirpée présente le gros avantage, par rapport à une séquence d'instantanés (sur des tirs différents), de fournir une mesure résolue en temps dans une fenêtre temporelle étendue pour un *même* tir. Le résultat n'est donc pas affecté par les fluctuations intrinsèques de l'éclairement laser. Nous avons indiqué le temps d'interaction du faisceau principal t_0 , qui correspond au maximum du faisceau sonde. L'axe horizontal représente l'espace et correspond, à un "diamètre" sur la cible.

Les raies verticales sont dues aux surintensités du faisceau sonde réfléchi par la cible (speckles), liées à la non-uniformité de l'éclairement (points chauds) et à l'état de surface de la cible. Nous avons tenté d'améliorer l'uniformité de l'éclairement en utilisant un système diaphragme+lentille, mais cela n'a pas suffi à éliminer totalement le problème. On a vérifié ce point avec une cible-miroir test, qui a montré une réduction des non-uniformités, mais de manière insuffisante. La présence de speckles rend donc plus difficile le dépouillement des images : il a été quelque fois impossible d'utiliser le tir de référence en raison de la fluctuation spatiale de l'éclairement. Dans ce cas, nous avons utilisé comme référence une partie non-perturbée de l'image même du tir.

Dans la figure 3.20, on a tracé un profil non perturbé ("ref") en le comparant avec celui pris au centre de la perturbation ("tir"), pour les deux tirs considérés. Dans le premier (figure 3.20 en haut), une perturbation (bande sombre de $\approx 50\mu m$ de largeur) est visible déjà au tout début de l'impulsion sonde, c'est-à-dire probablement avant l'arrivée du pic du faisceau principal. Le signal à l'intérieur de cette bande est de l'ordre du bruit de fond. La réflectivité est donc très basse $< 10\%$. On remarque que l'énergie dans ces deux tirs était élevée, $\approx 7J$. Pour expliquer une perturbation avant l'interaction, il faut nécessairement considérer le piédestal ASE du laser qui

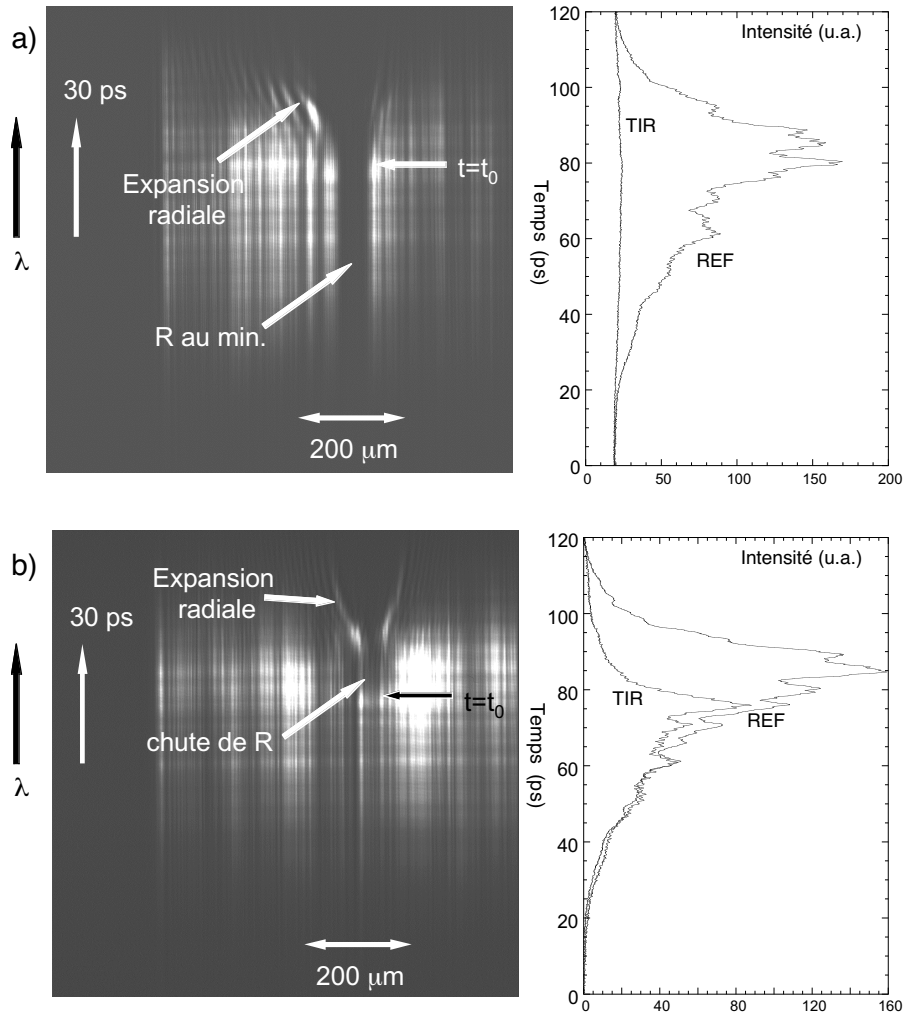


FIG. 3.20 – Image "chirpée" de la réflectivité de la face arrière correspondant à deux tirs sur cibles d'aluminium de $25\mu\text{m}$ d'épaisseur. Le temps est représenté sur l'axe vertical et croît du bas vers le haut. Le temps d'interaction est indiqué. Le chauffage est témoigné par une baisse de réflectivité (zone sombre). Dans le premier tir (a) la perturbation est présente déjà au début de l'image et ensuite s'élargit radialement. Dans le second tir (b), la baisse de réflectivité survient pendant la durée du faisceau sonde. Un profil vertical passant par le centre de la tache est comparé avec le profil de référence pris dans une région non-perturbée de l'image.

est suffisamment important pour éventuellement préchauffer une cible si mince. Une dizaine de ps après l'interaction, la perturbation de réflectivité s'élargit spatialement jusqu' à $150\mu\text{m}$ en $30ps$ environ. Cette structure en deux étapes (formation d'une bande de réflectivité de largeur constante et ensuite expansion radiale survenant plus tard) a été obtenue dans beaucoup de tirs avec $E \approx 4-7$ et épaisseur $\Delta z = < 36\mu\text{m}$. La phase d'expansion apparaît toujours après l'interaction, avec un retard compris entre

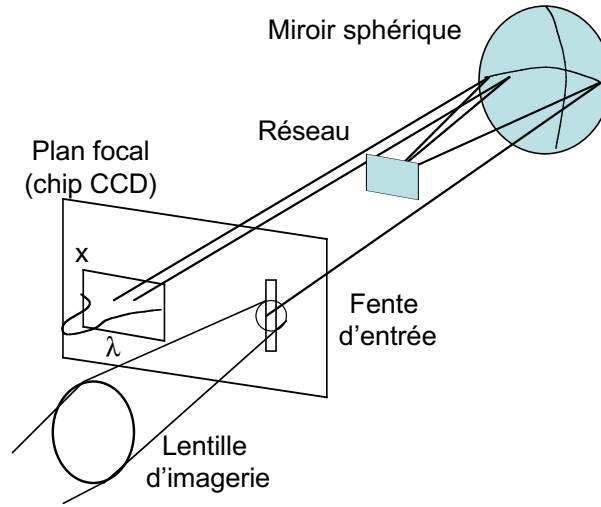


FIG. 3.21 – Schéma du spectromètre imageur utilisé pour obtenir les images de réflectivité "chirpée". La face arrière de la cible est imagée sur la fente d'entrée du spectromètre. La résolution spatiale est préservée suivant l'axe vertical (x dans la figure) par le miroir sphérique. L'axe spectral correspond à un axe temporel grâce à la dérive de fréquence.

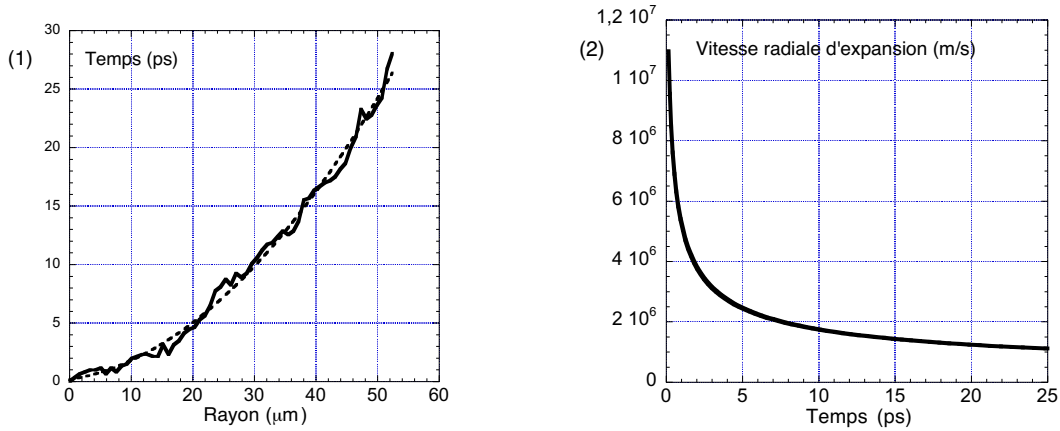


FIG. 3.22 – Variation du rayon de la tache de réflectivité en fonction du temps, pour le tir de la figure 3.20 en bas (1), avec fit (en tirets) et profil correspondant de la vitesse déduite (2)

0 – 20ps. Le manque de précision de ce retard est dû à l'indétermination chronique sur la synchronisation "absolue" du faisceau sonde.

En revanche, dans le deuxième tir de figure 3.20 (en bas), on observe que la perturbation se produit juste après l'interaction (t_0). Aucune perturbation n'est visible avant et la réflectivité commence à diminuer après. La perturbation reste initialement localisée spatialement sur une largeur de $30\mu m$. Pendant cette phase (15ps), la réflectivité chute de la valeur de référence au niveau du bruit de fond ($R < 15\%$). Ensuite la per-

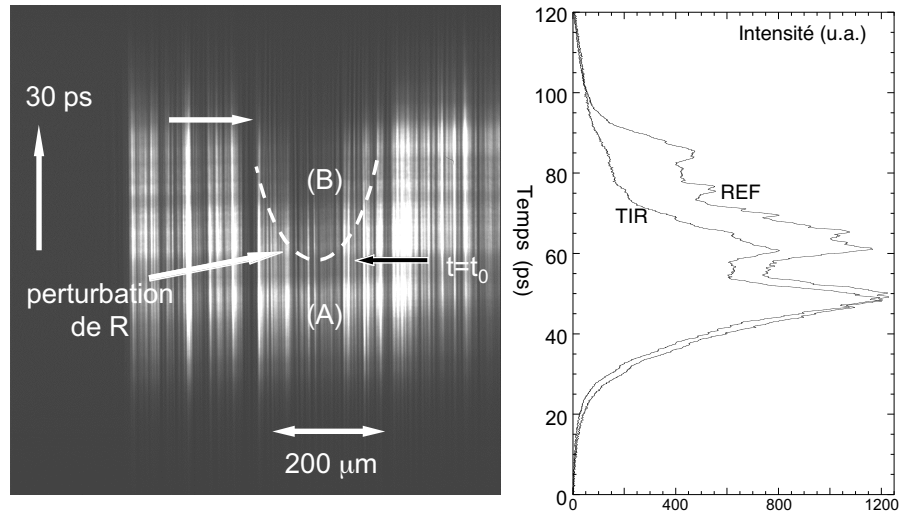


FIG. 3.23 – Image "chirpée" de la réflectivité de la face arrière d'une cible d'aluminium de $75\mu m$ d'épaisseur ($E = 5J$). La perturbation de réflectivité est encore visible, quoique moins bien définie.

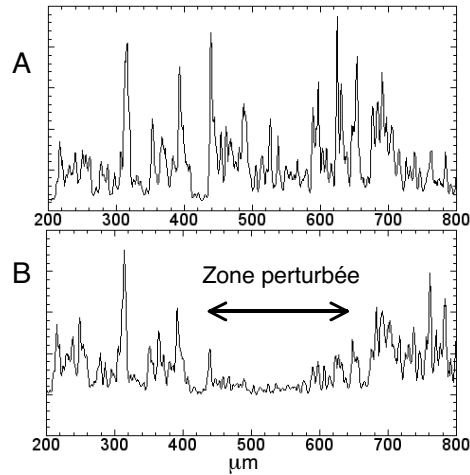


FIG. 3.24 – Profils spatiaux non-perturbé (a) et perturbé (b), correspondant à la figure 3.23, à deux instant différents : avant et pendant la perturbation de la réflectivité.

turbation s'élargit soudainement, comme dans le cas précédant, et atteint une largeur de $130\mu m$ à la limite de l'image. Une analyse de la largeur de la perturbation en fonction du temps permet de remonter au profil de vitesse radiale (figure 3.22), qui est de l'ordre de quelques $10^6 m/s$ en moyenne, très proche à celle que nous avons estimée à partir des images instantanées présentées auparavant (figure 3.17). Par contre, la valeur initiale de la vitesse est plus élevée, de l'ordre de $10^7 m/s$.

Dans le cas des cibles plus épaisses ($75 - 80\mu m$), une perturbation de la réflectivité est encore visible, mais beaucoup plus large et moins nette sur les bords. Pour la mettre

en évidence, il faut examiner les profils temporels et spatiaux liés à la perturbation par rapport aux régions non perturbées. La figure 3.23 montre que la perturbation apparaît 10 – 20 ps après l'interaction, la réflectivité diminue jusqu'à 30 – 40% et s'étend sur une largeur de 250 μm environ.

3.5.3 Discussion et analyse des résultats de réflectométrie

La situation que nous avons étudiée avec ce diagnostic (baisse de réflectivité en face arrière) correspond très probablement à la relaxation de la cible à la suite d'un dépôt d'énergie. La région éventuellement chauffée peut se refroidir radialement par conduction thermique vers les parties plus froides de la cible et par la détente du plasma dans le vide. L'interprétation des résultats implique par conséquent la modélisation de ces deux phénomènes. Le dépôt initial d'énergie, observé à des temps courts après l'interaction, peut en principe être dû à plusieurs processus que nous allons évaluer : le préchauffage associé à l'onde de choc due au piédestal ASE, l'effet du rayonnement X provenant de la région d'interaction chauffée par l'impulsion courte et - naturellement - le transport d'énergie par les électrons suprathermiques.

Influence du préchauffage par l'ASE

Nous avons examiné d'abord la possibilité d'un préchauffage de la cible dû au piédestal ASE. Le choc qu'il induit peut en principe atteindre la face arrière des cibles les plus minces avant que le pic court qui génère les électrons rapides n'interagisse. Afin d'estimer le temps de transit du choc, nous avons effectué des simulations hydrodynamiques à l'aide du code MULTI-1D [Ramis88], avec les paramètres caractérisant l'impulsion ASE du LULI (durée avant pic 2 – 2.5 ns , éclairement $\leq 10^{12} Wcm^{-2}$, impulsion approximativement carrée). La propagation du choc a été également simulée pour une valeur très supérieure de l'éclairement ($5 \times 10^{12} Wcm^{-2}$), qui correspond à une situation extrême peu probable. Trois épaisseurs (20, 35 et 50 μm) ont été considérées pour des cibles d'aluminium. Dans la figure 3.25, nous présentons le résultat de la simulation dans le cas d'une cible de 35 μm d'épaisseur. La pression est tracée en fonction de la position dans la cible et du temps (en représentation lagrangienne), permettant de visualiser la propagation du choc jusqu'à la face arrière (à 4 ns).

Dans la figure 3.26, nous présentons le résultat des toutes les simulations : le pic de pression indique l'instant où le choc débouche en face arrière. Le temps $t = 0$ correspond au début de l'ASE, tandis que le pic court interagit à $t = 2ns$. On peut observer que même dans le cas le plus défavorable (cible de 20 μm), le choc débouche après l'impulsion principale, respectivement 0.6, 2 et 3.4 ns après, pour les trois épaisseurs considérées. La marge est dans tous les cas supérieure à la durée de la fenêtre temporelle de détection de la réflectivité ($\sim ns$). Il est donc possible d'exclure le préchauffage ASE comme cause possible de la baisse de réflectivité. Pour ce qui concerne l'effet de

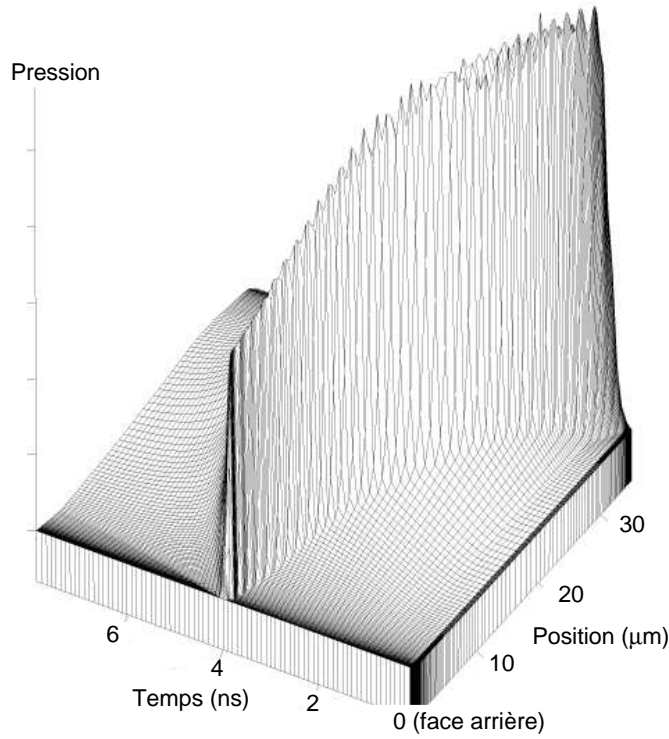


FIG. 3.25 – Simulation hydrodynamique du choc dû au piédestal ASE du laser (borne supérieure : $5 \times 10^{12} \text{ W cm}^{-2}$) pour une cible d'aluminium de $35 \mu\text{m}$. La pression est tracée en fonction du temps et de la position dans la cible.

l'ASE sur le diagnostic d'émissivité, nous allons discuter le problème au paragraphe 3.6.2.

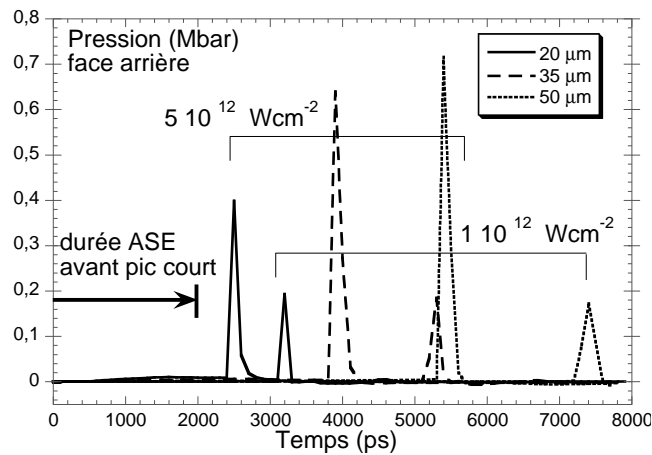


FIG. 3.26 – Simulations hydrodynamiques du choc dû au piédestal ASE du laser, pour deux différents éclaircements et trois épaisseurs de la cible. Les pics correspondent au débouche du choc en face arrière.

Influence du préchauffage X

Dans nos conditions d'interaction, une fraction importante de l'énergie laser est couplée aux électrons suprathermiques ($E >$ quelques centaines de keV), qui se propagent dans les régions froides de la cible. Il existe cependant dans la région d'interaction, un plasma à plus basse énergie (de l'ordre du keV) : une fraction de l'énergie laser est donc convertie en rayons X par l'intermédiaire des électrons thermiques de ce plasma. Il s'agit du rayonnement de raies et du continuum de bremsstrahlung (rayonnement X "direct"). Ce dernier, qui contient beaucoup plus d'énergie, est partiellement absorbé dans la cible et peut à priori la préchauffer avant l'arrivée des électrons rapides. En revanche, le rayonnement de bremsstrahlung X et γ produit par les électrons rapides [Santala00, Wharton98, Norreys99], n'est que très faiblement absorbé dans la cible, en raison de l'énergie élevée des photons (jusqu'au régime du MeV).

Faute d'une mesure de la température du rayonnement X "direct" dans nos expériences, nous avons considéré les deux arguments suivant, pour exclure l'effet du préchauffage X.

- La nature isotrope du rayonnement X n'est pas compatible avec la perturbation de réflectivité localisée que nous avons observée en face arrière. L'absorption des rayons X doit conduire plutôt à un chauffage uniforme d'une très grande surface dès l'instant de l'interaction, ce qui n'a pas été observé dans nos expériences.
- Une estimation simple de l'énergie X absorbée et du chauffage de la cible qui en suit (présentée ci dessous) indique que, dans nos conditions, l'effet est négligeable, même dans le cas d'un tir très énergétique ($E \sim 10J$) sur une cible mince ($\sim 25\mu m$).

Nous avons supposé qu'une fraction donnée de l'énergie du laser est convertie en rayons X directs. Puis, nous avons estimé leur dépôt d'énergie dans une cible d'aluminium de $25\mu m$ d'épaisseur. Pour ce faire, nous avons supposé une distribution énergétique exponentielle pour les photons X ($f(E) \sim \exp[E/T_{ph}]$, avec une température caractéristique $T_{ph} = 2keV$ et une énergie totale de $0.1J$, correspondant à l'1% de l'énergie laser pour les tirs les plus énergétiques. Le choix de ces paramètres est raisonnable sur la base de mesures effectuées à des éclaircissements de $10^{18} - 10^{19} Wcm^{-2}$ avec des cibles d'Al, qui ont indiqué des températures du plasma de l'ordre du keV ¹ et un faible couplage de l'énergie laser aux électrons thermiques dans la région d'interaction (de l'ordre de quelques %).

Nous avons ensuite calculé l'absorption dans un volume tronconique (figure 3.27) déterminé par la tache focale du laser et par la tache de réflectivité observée sur la face arrière des cibles minces. Nous avons utilisé le coefficient d'absorption $\mu(E)\mu m^{-1}$ (figure 3.28) pour l'aluminium froid². L'énergie $d^2E_{dep}(x)$ déposée dans une tranche dx , à une profondeur x , par les photons d'énergie comprise entre E et $E + dE$ est donnée par la formule suivante (en approximation 1D) :

¹P. Audebert, communication privée

²Source : Site CXRO, Univ. Berkeley

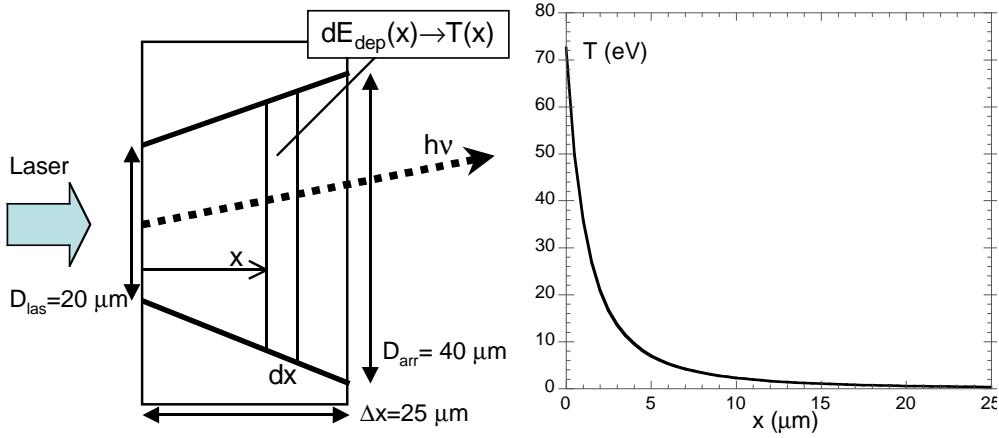


FIG. 3.27 – Schéma utilisé pour l'estimation du préchauffage X (à gauche). Température de la cible en fonction de l'épaisseur pour une source X fixée ($0.1J$, $T_{ph} = 2keV$, divergence 22° (à droite)).

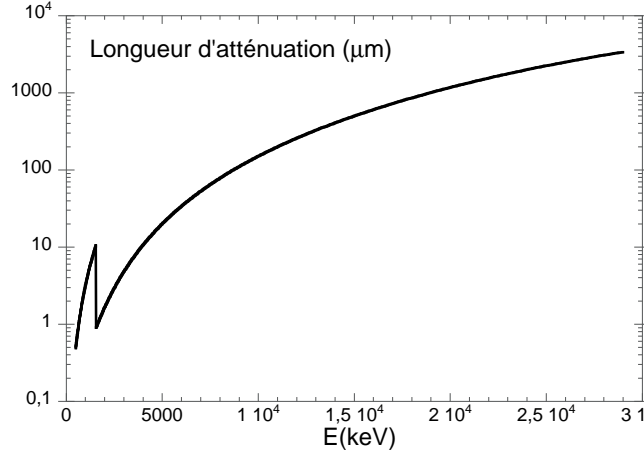


FIG. 3.28 – Longueur d'atténuation du rayonnement X dans l'aluminium solide froid.

$$d^2 E_{dep}(x, E) = E_0 \mu(E) \exp[-\mu(E)x] f(E) dE dx \quad (3.8)$$

où E_0 et l'énergie totale des photons injectés dans le volume considérée. Nous intégrons ensuite sur l'énergie des photons, pour obtenir la dépôt totale dans la tranche $dE_{dep}(x)$. En utilisant l'équation de gaz parfaits, en première approximation, appliquée à chaque tranche, nous calculons la température $T(x)$ comme :

$$\frac{3}{2} \frac{\rho N_{Avo} Z^* k_B T(x)}{A} A(x) dx = dE_{dep}(x) \quad (3.9)$$

où $\rho = 2.7gcm^{-3}$ et $Z^* \approx 3$ sont la densité et l'état d'ionisation de l'aluminium "froid", $A(x)dx$ le volume de la tranche. Comme on peut le voir dans la figure 3.27 (droite),

la température dépasse $2eV$ uniquement dans les premiers $10\mu m$ et vaut $\approx 0.2eV$ en face arrière. Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, une telle température n'est pas suffisante pour donner lieu à une variation détectable de la réflectivité. De plus, le chauffage estimé sur la base des résultats de réflectométrie et émissivité étant de l'ordre de $10eV$ (pour des épaisseurs de $35\mu m$), nous pouvons alors considérer la contributions des rayons X au chauffage comme négligeable par rapport à celle des électrons rapides.

Modèle de la réflectivité

Pour l'analyse des résultats de réflectivité, nous supposons que la surface arrière de la cible est chauffée très rapidement (en quelques ps) par le dépôt d'énergie des électrons rapides, qui se fait à priori à cette échelle temporelle. La température initiale atteinte varie en fonction de l'énergie du laser et l'épaisseur de la cible et dépend de l'efficacité du dépôt d'énergie. La conductivité électrique du milieu est modifiée par l'augmentation de la température, ce qui induit une modification de la réflectivité de la surface arrière de la cible. Puis, si la température est suffisamment élevée, la face arrière se transforme en plasma et commence à se détendre dans le vide : la description de la réflectivité associée à une surface solide tombe en défaut. La réflexion du faisceau sonde se fait dans le plasma en détente. Il est alors nécessaire d'utiliser une modélisation pour calculer le profil d'expansion du plasma, notamment dès que la longueur du gradient dépasse la longueur d'onde du faisceau sonde. La description de la réflectivité sera donc abordée avec un modèle de conductivité adapté à un plasma en détente.

Considérons d'abord, pour fixer les idées, l'hypothèse simple d'une surface solide, valable uniquement lorsque le gradient demeure très raide ($n(dz/dn) < \lambda$). La réflectivité est donnée par les relations de Fresnel (en polarisation p dans notre cas) :

$$R_p = \left| \frac{\tan(\theta - \theta_t)}{\tan(\theta + \theta_t)} \right|^2 \quad (3.10)$$

où θ et θ_t sont les angles d'incidence et de transmission de la loi de Descartes ($\sin \theta_t = \sin \theta / n$). L'indice de refraction n est une quantité complexe dont le carré est égal à la constante diélectrique du milieu. Dans le cas du modèle de Drude, une relation simple permet de relier la constante diélectrique à la conductivité. Pour un faisceau sonde de pulsation ω , on a les relations suivantes :

$$n^2 = \epsilon = 1 + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \quad (3.11)$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi\nu_{ei} - i\omega} \quad (3.12)$$

où $\sigma(\omega)$, ω_{pe} et ν_{ei} sont respectivement la conductivité électrique, la fréquence plasma-électronique et la fréquence de collision électrons-ions. Cette dernière est le

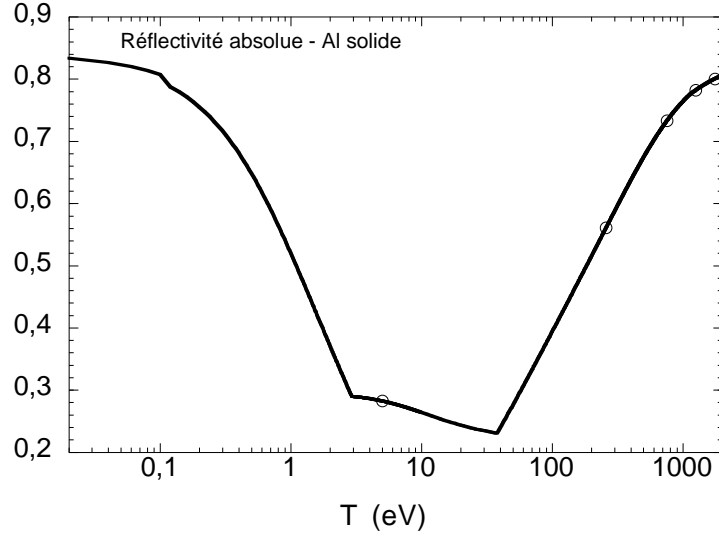


FIG. 3.29 – Réflectivité d’une surface d’aluminium en fonction de la température à densité standard ($\rho_0 = 2.7gcm^{-3}$). Le modèle de Drude pour la conductivité et celui de Lee & More pour la fréquence de collision électron-ion ont été utilisés.

paramètre le plus important, puisque il traduit les caractéristiques de transport du milieu et a été largement décrit dans la littérature [Krall86]. Nous avons adopté ici le modèle proposé par Lee & More [Lee84], qui bien s’adapte au cas de la matière dense et chaude. Ce modèle sémi-analytique, qui porte sur la résolution de l’équation de Boltzmann pour les électrons libres du milieu et sur le modèle de Thomas-Fermi pour l’ionisation, fournit des valeurs pour ν_{ei} dans une très vaste gamme de température ($0.01eV - 10keV$).

Pour comparer les prévisions de ce modèle avec les résultats expérimentaux, nous avons tracé (figure 3.29) la réflectivité en fonction de la température électronique T_e pour notre faisceau sonde (2ω , 45° et polarisation p) pour une surface d’aluminium solide ($\rho = 2.7gcm^{-3}$). Les ruptures de pente dans le profil de réflectivité sont dues aux transitions entre différents régimes de transport considérés dans le calcul du taux de collision ν_{ei} (solide, liquide, plasma gazeux). On peut observer également que la réflectivité calculée atteint un minimum d’environ 30%, pour une gamme de température assez large ($1 < T_e < 100eV$).

Sur la base de résultats obtenus au RAL (Angleterre) [Zepf00, Zepf01], au ILE (Japon) [Kodama01], au LLNL (Etats-Unis) (à un niveau d’éclairement supérieur) [Koch98b] et des simulations PIC [Gremillet01], nous nous attendions à des températures $> 100eV$. En revanche, la plupart des valeurs de réflectivité observées dans notre expérience, sont comprises entre 20 et 40%, ce qui correspond au minimum de la courbe en figure 3.29 et donc à des températures plus faibles ($1 < T_e < 100eV$). Toutefois, avec ce modèle simplifié (réflectivité de Fresnel), une détermination précise de la température à l’intérieur de cet intervalle n’est pas possible sur la base de nos résultats.

Nous considérons maintenant un modèle plus réaliste. En effet, si on tien compte de tout l'intervalle des mesures expérimentales ($0 - 50ps$), l'hypothèse d'expansion négligeable du plasma en face arrière doit être abandonnée. Il faut donc considérer les profils de densité et température du plasma en fonction du temps.

- Pour modéliser l'expansion, nous avons utilisé le code hydrodynamique lagrangien MULTI 1D [Ramis88]. On impose à la cible solide une température initiale uniforme, que l'on laisse se détendre. On fixe comme température de départ, celle qui peut correspondre au chauffage initial de la cible, au moment où nos mesures sont effectuées.
- La réflectivité dans un profil de plasma est alors calculée à l'aide d'un modèle de milieu stratifié [Celliers93], qui a l'avantage de pouvoir s'appliquer pour toute longueur de gradient. Le plasma est divisé en plusieurs tranches dont l'épaisseur doit être inférieure à la longueur d'onde λ du faisceau sonde, même au cours de l'expansion.

Le modèle calcule la propagation et la réflexion dans le plasma stratifié, d'une onde plane incidente. La réflectivité est calculée, suivant la définition, comme rapport de l'intensité de l'onde réfléchie avec celle de l'onde incidente. Pour calculer ces intensités, les équations d'onde de Maxwell pour l'onde plane incidente sont résolues tranche par tranche dans le plasma stratifié, ce qui conduit à une solution matricielle. Les composantes transverses $U(z)$ et $V(z)$ des champ \mathbf{E} et \mathbf{B} à une certaine position z dans le gradient, sont données par le produit d'une matrice $M_{2,2}$ caractéristique du milieu stratifié avec leurs valeurs dans le vide.

$$\begin{pmatrix} U(z) \\ V(z) \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{2,2} \begin{pmatrix} U_{vide} \\ V_{vide} \end{pmatrix}$$

La matrice $\mathbf{M}_{2,2}$ dépend des épaisseurs (δz) et des constantes diélectriques (ϵ) des différentes tranches du plasma et notamment, $m_{11} = m_{22} = 1$, $m_{12} = -ik_0 \sum (\epsilon \delta z \cos^2 \theta)$, $m_{21} = -ik_0 \sum \delta z$, où θ et l'angle d'incidence, par rapport à la normale, k_0 le vecteur d'onde, i l'unité imaginaire et la somme est effectuée le long du gradient (discrétisé) du plasma. La réflectivité s'écrit en fonction de \mathbf{M} et dans le cas de polarisation p qui nous intéresse, on obtient :

$$R_p = \left| \frac{(1 + m_{12}q_d)q_1 - (m_{21} + q_d)}{(1 + m_{12}q_d)q_1 + (m_{21} + q_d)} \right|^2 \quad (3.13)$$

où q_1 et q_d dépendent des constantes diélectriques, respectivement, de la première et dernière tranche, selon la formule $q = \cos \theta \epsilon^{-1/2}$.

Nous pouvons enfin comparer les résultats expérimentaux avec les courbes de la réflectivité en fonction du temps (figure 3.30), calculées à partir de la formule 3.13 pour différentes températures initiales de la cible. Pour pouvoir effectuer cette comparaison, le temps $t_{sim} = 0$ des simulations (début de la détente) a été superposé au temps $t_{exp} = 0$ des points expérimentaux. En observant la figure 3.30, l'on peut constater

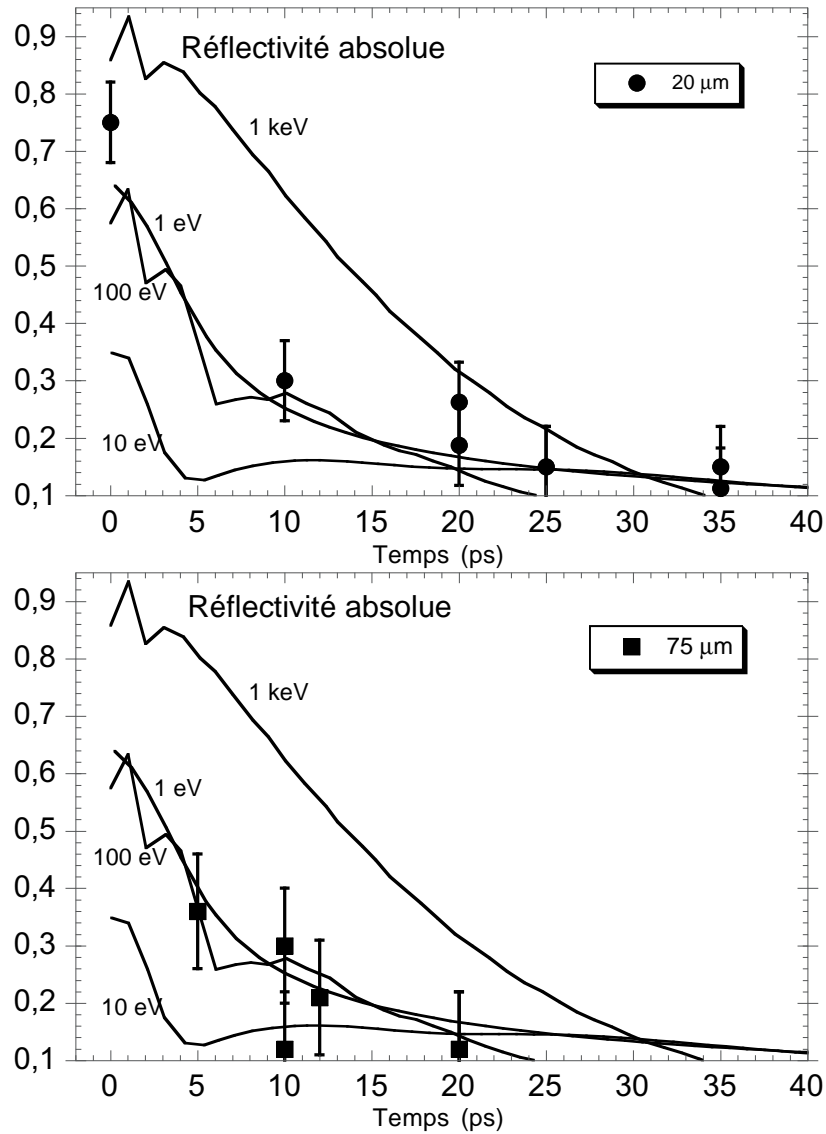


FIG. 3.30 – Comparaison entre la réflectivité expérimentale et calculée en fonction du temps. Les cas des cibles minces et épaisses sont présentés séparément.

que, même en tenant compte de la détente, il est difficile de déterminer de manière précise la température (toujours comprise dans l'intervalle 1 – 100 eV). Les courbes à 1 et 100 eV sont très rapprochées, en raison de la dépendance en "U" de la réflectivité avec la température (figure 3.29) que nous avons discutée. Cependant, dans les images de réflectivité chirpée (figure 3.20), la chute de réflectivité est très rapide (15 – 20 ps) : une valeur basse de la réflectivité à des temps très courts suggère donc une température de l'ordre de 10 eV.

Expansion radiale de la tache de réflectivité

La vitesse d'expansion radiale que nous avons mesurée, en particulier sur les images de réflectivité chirpées (figure 3.22), nous fournit à priori une information supplémentaire sur le dépôt d'énergie. Nous avons examiné plusieurs scénarios pour tenter d'expliquer l'expansion observée comme :

- une onde de conduction thermique radiale
- une blast wave (onde de détonation)
- un effet géométrique lié au débouché d'un front de chauffage non plat

Examinons brièvement chacune de ces possibilités :

Onde de conduction thermique radiale Le faisceau d'électrons dépose son énergie dans le milieu par l'intermédiaire du chauffage résistif associé au courant de retour et des collisions. Ce dépôt s'opère sur une échelle de temps de l'ordre de l'ordre à la durée de vie des électrons à l'intérieur de la cible ($< \text{quelques } ps$) et, en première approximation, dans une région cylindrique dont le diamètre est de l'ordre de la tache focale du laser ($\approx 20\mu m$), en raison de la collimation par le champ magnétique[Gremillet01]. Cette région, chauffée en principe à des températures élevées ($> \text{quelques } 10eV$) est entourée par des zones froides et peut être donc considérée comme une source d'une onde de conduction thermique cylindrique. Pour simplifier la modélisation, nous avons utilisé la conductivité thermique de Spitzer. Dans cette hypothèse, l'onde thermique dévient non-linéaire, car la conductivité thermique (k) dépend de manière non négligeable de la température. En écrivant en coordonnées cylindriques l'équation de Fourier, on a

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{r \partial r} (r \chi(T) \frac{\partial T}{r \partial r}) + q \quad (3.14)$$

$$\chi(T) = \frac{k_{Spitzer}}{\rho c_v} \quad (3.15)$$

$$\int_0^{+\infty} T(r) 2\pi r dr = \frac{E_{lin}}{\rho c_v} \quad (3.16)$$

où ρ , c_v , $\ln \Lambda$ sont respectivement la densité, la chaleur spécifique à volume constant et le logarithme coulombien associés au milieu de propagation. E_{lin} est la densité d'énergie par unité de longueur caractérisant la source q de l'onde thermique, supposée instantanée et $k_{Spitzer}$ et la conductivité thermique de Spitzer, qui dépend de la fréquence de collision électron-ion :

$$\nu_{ei, Spitzer} = \frac{4}{3} (2\pi)^{1/2} \frac{e^4 m_e n_e Z^* \ln \Lambda}{(m_e k_B T_e)^{3/2}} \quad (3.17)$$

En résolvant l'équation dans le cas cylindrique selon la méthode approchée de [Zel'dovich67], on obtient que la solution $T(r, t)$ ne s'étend pas à l'infini comme dans

le cas linéaire, mais reste confinée à l'intérieur d'un front, dont le rayon r croît en fonction du temps, selon la formule :

$$r = r_0 E_{lin}^{5/14} t^{1/7} \quad (3.18)$$

où r_0 est une constante, qui dépend uniquement des caractéristiques du milieu de propagation :

$$r_0 = \left(\frac{0.97}{m_e^{1/2} \ln \Lambda Z^* e^4 n_e^{7/2}} \right)^{1/7} \quad (3.19)$$

Nous appliquons cette formule au cas de notre expérience au LULI et notamment, à un plasma d'aluminium à la densité du solide à $10eV$, pour lequel $Z^* \approx 3$, $n_e \approx 1.8 \times 10^{23} cm^{-3}$, $\ln \Lambda \approx 2$). Il faut remarquer que la conductivité de Spitzer n'est pas la plus adapté à nos conditions. Toutefois, l'utilisation de la conductivité de Lee & More (plus importante à $10eV$) ne permet pas la résolution de l'équation 3.16 suivant la méthode de Zel'dovich, en raison de la sa dépendance plus complexe avec la température. A partir de la formule 3.19, nous obtenons :

$$r(cm) \approx 0.27 (E_{lin}(J/\mu m))^{5/14} (t(sec))^{1/7} \quad (3.20)$$

Nous avons tracé cette courbe (figure 3.31) pour deux valeurs différentes de l'énergie déposée E_{lin} (plus particulièrement, $E_{lin} = 1J/25\mu m$ et $1J/75\mu m$), qui permettent une comparaison avec les résultats expérimentaux de réflectométrie. En effet, ces valeurs ont été obtenus, en faisant une estimation par excès de l'énergie déposée dans la cible par le faisceau d'électrons rapides : on suppose que toute leur énergie ($\approx 1J = 15\% \times E_{las}$) est cédée de manière uniforme dans toute l'épaisseur de la cible la cible (soit 25 et $75\mu m$, respectivement).

Nous constatons que la vitesse d'expansion radiale calculée résulte inférieure aux valeurs expérimentales (figure 3.22) d'un facteur 5–8. L'énergie déposée par le faisceau ne pouvant pas être supérieure aux valeurs choisies, on peut en conclure qu'une onde thermique de conduction dans le solide (avec la conductivité de Spitzer) ne décrit pas correctement nos résultats.

Blast wave Nous avons également tenté d'interpréter l'expansion comme l'effet d'une "blast wave", c'est à dire une onde de choc très énergétique, qui permet de décrire les phénomènes d'explosion. Lorsque le dépôt d'énergie dans un milieu peut être considéré instantané et localisé dans l'espace, et suffisamment élevé pour pouvoir négliger l'énergie interne initiale du milieu, une blast wave se forme. Son évolution (de type self-similaire) est décrite dans le modèle adiabatique de Sedov-Taylor[Zel'dovich67], qui donne une expression pour la position du front de choc (en géométrie cylindrique) :

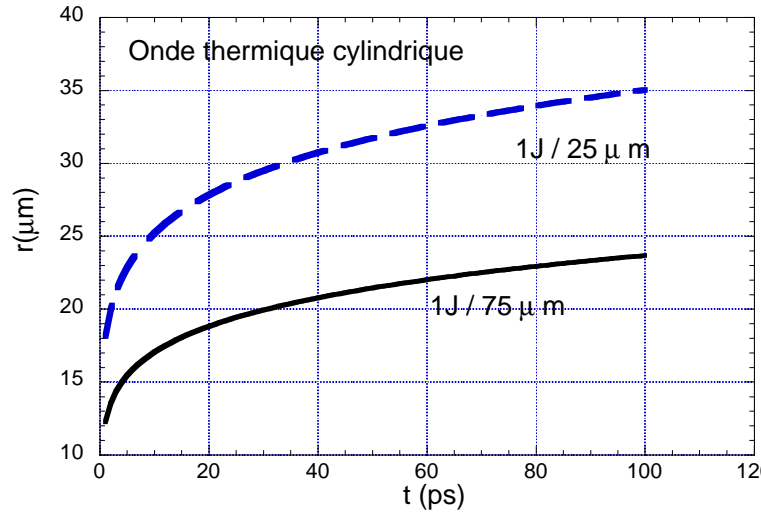


FIG. 3.31 – Expansion d’une onde thermique radiale, dans un plasma d’aluminium à la densité du solide et à 10eV pour deux valeurs de l’énergie initiale déposée.

$$r = \frac{4}{\pi} \left(\frac{(\gamma + 1)(\gamma - 1)^2}{3\gamma - 1} \right)^{1/4} \left(\frac{E_0}{l\rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2} \quad (3.21)$$

où ρ_0 , γ sont respectivement, la densité et le coefficient adiabatique du milieu, et E_0/l est la densité linéique d’énergie caractérisant la source de l’onde. Pour une valeur (par excès) $\gamma \approx 1.6$, dans l’aluminium à la densité du solide, on obtient :

$$r(cm) = 393.7 \left(\frac{E_0(J)}{l(\mu m)} \right)^{1/4} (t(sec))^{1/2} \quad (3.22)$$

Nous avons tracé cette courbe pour $E_0/l = 1J/25\mu m$ dans la figure 3.32. Nous observons que la vitesse calculée est inférieure à la valeur mesurée (figure 3.33). Nous devons par conséquent étudier les autres possibilités.

Débouche d’un front non plat On peut supposer que l’expansion radiale observée correspond à une vitesse apparente, due à l’effet géométrique du débouché sur la face arrière de la cible d’un front de chauffage non-plat. Dans ce cas l’expansion radiale détectable à la surface dépend de la vitesse de propagation du front ainsi que - très fortement - de sa forme.

Par exemple en supposant un front de forme parabolique de coefficient α ($y = \alpha x^2$, $\alpha > 1$ front pointu, $\alpha < 1$ front plat), se propageant à une vitesse constante v_{front} , la vitesse radiale apparente v_{rad} sur la surface arrière est simplement donnée par :

$$v_{rad} = \left(\frac{v_{front}}{4\alpha} \right)^{1/2} t^{-1/2} \quad (3.23)$$

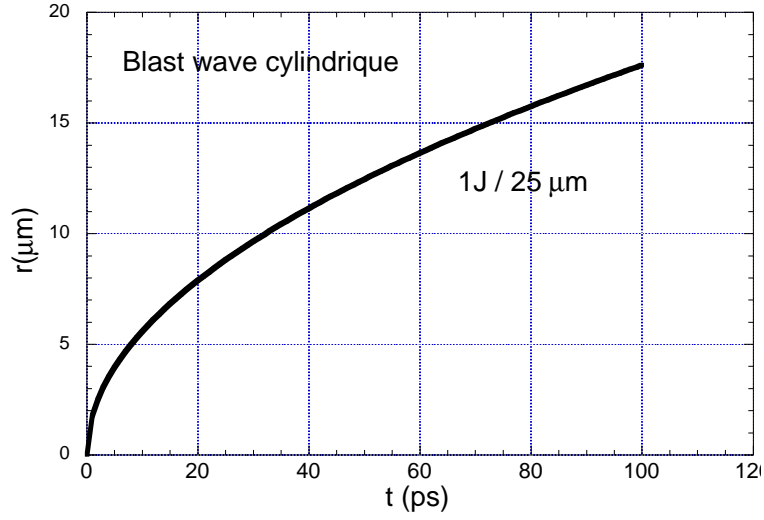


FIG. 3.32 – Expansion d’une ”blast wave” radiale, dans l’aluminium solide et pour $\gamma = 1.6$.

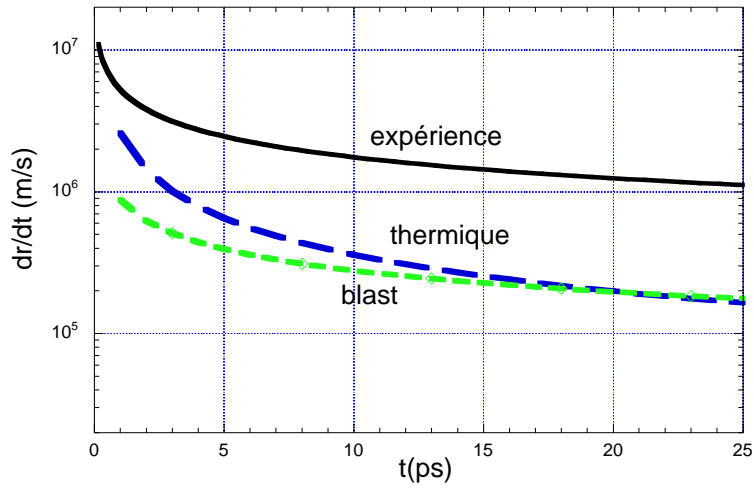


FIG. 3.33 – Comparaison entre la vitesse d’expansion de la tache de réflectivité chirpée de figure 3.22 avec les modèles d’onde thermique et blast wave radiales ($E/l = 1\text{J}/25\mu\text{m}$).

où $t = 0$ correspond au débouché de front en face arrière. Si on suppose, à titre d'exemple, un front qui se propage à $10^6 m/s$, avec un paramètre $\alpha = 2$, la vitesse radiale apparente vaut $\sim 5 \times 10^7 m/s$ après $50 ps$. A priori, il est donc possible d'obtenir des vitesses même très élevées avec ce type d'effet géométrique. N'ayant pas d'indications expérimentales claires sur la géométrie et la vitesse du front qui débouche, il n'est pas possible ici de faire une analyse quantitative. Nous renvoyons la discussion au chapitre 5, où nous présentons des simulations effectuées à l'aide du code PIC hybride PARIS [Gremillet01], qui permettent de suivre le débouche du chauffage en face arrière. On trouvera alors des vitesses en général plus élevées par rapport aux valeurs mesurées, entre quelques 10^7 et $10^8 m/s$.

3.6 Emission propre

3.6.1 Présentation des résultats

Les résultats de l'émission propre que nous avons obtenus peuvent être classés en trois catégories, selon la durée de la fenêtre temporelle utilisée avec la caméra streak.

- *Images "lentes"*. Vitesse de balayage $1000 ps/mm$ avec une fente de $100 \mu m$. Ici la fenêtre temporelle correspond à $\sim 10 ns$ et la résolution est limitée à $100 ps$. Elles permettent de suivre l'évolution de l'émission sur une échelle de temps caractéristique de l'expansion hydrodynamique.
- *Images "rapides"*. Vitesse de balayage rapide 50, 100 et $200 ps/mm$ avec une fente de $100 \mu m$. Dans ce cas, la fenêtre temporelle est plus courte ($\sim 0.5 - 1.5 ns$) et la résolution temporelle bien plus élevée ($10 - 15 ps$). On peut alors suivre avec plus de détails l'émission juste après son apparition.
- *Images "rapides" avec résolution spatiale*. Vitesse de balayage 50 et $100 ps/mm$ avec une fente d'entrée ouverte à $3 mm$. Cette méthode permet d'obtenir des images instantanées bidimensionnelles, intégrées sur une fenêtre temporelle courte ($150 - 280 ps$). L'intérêt de cette technique est justifié - comme on le verra par la suite - par l'existence d'un pic d'intensité très court ($< 100 ps$) au tout début du signal d'émission. On peut alors isoler temporellement ce pic du reste du signal d'émission qui arrive plus tard et en estimer les dimensions et l'énergie.

D'abord, nous décrivons qualitativement les images d'émission propre. L'interprétation physique est abordée dans le paragraphe suivant (3.6.2)

Images lentes

Dans la figure 3.34, nous présentons les résultats obtenus pour deux épaisseurs différentes de la cible, à la même énergie laser. A droite de chaque image, une section

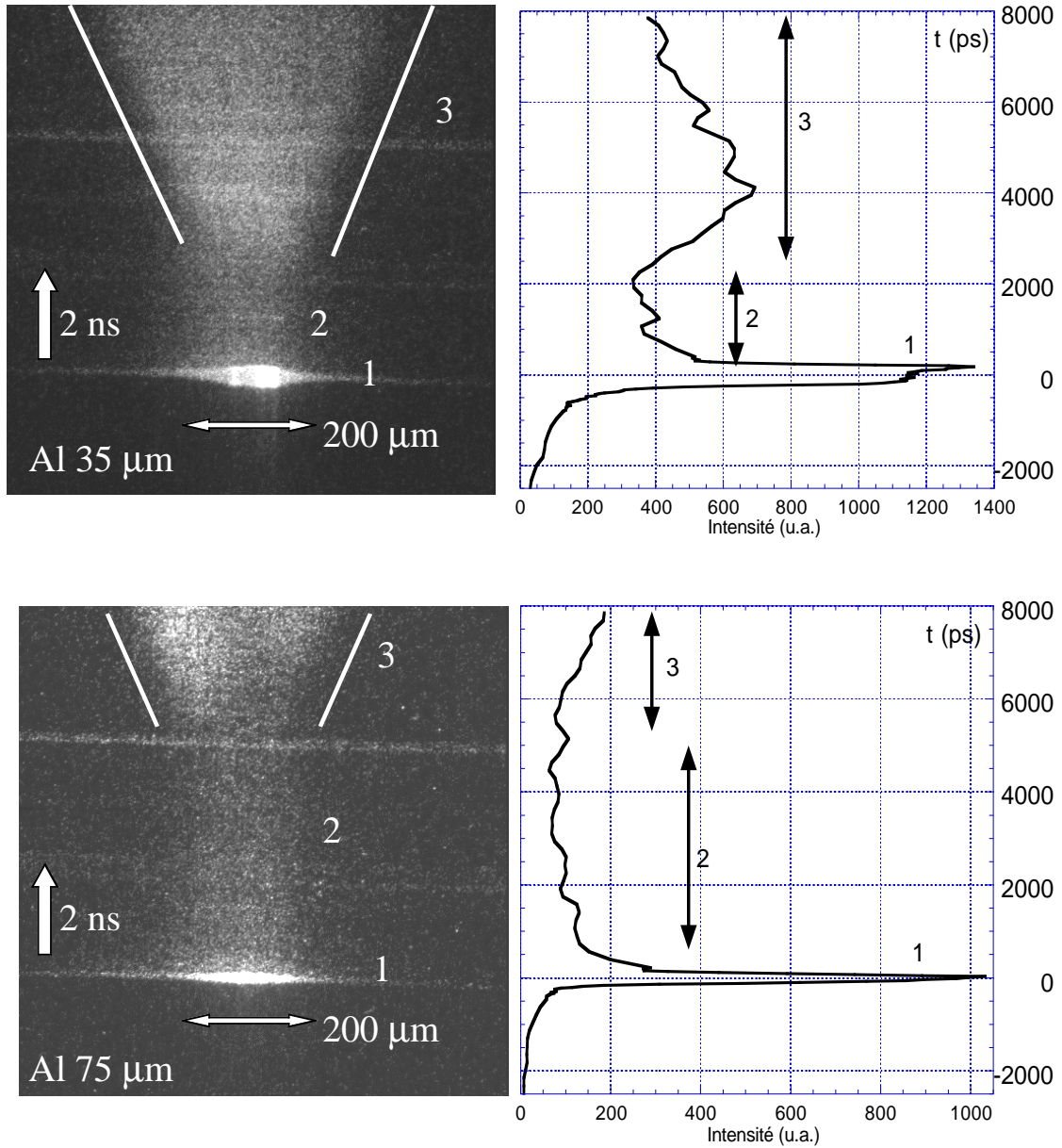


FIG. 3.34 – Images "lentes" d'émissivité d'une cible d'aluminium. Épaisseur $35\mu m$ (en haut) et $75\mu m$ (en bas). (1) pic d'émissivité, (2) phase de décroissance de l'émissivité, (3) expansion radiale de la tache. Le pic initial est légèrement saturé dans l'image du haut. A droite, un profil temporel passant au centre de l'émission permet de reconnaître les différentes phases.

verticale prise au centre du signal d'émission. On peut observer (1) un pic court ($< 100ps$) et très intense au début de l'émission, puis (2) l'intensité décroît sensiblement pendant un intervalle de temps qui croît avec l'épaisseur de la cible ($2 - 3ns$ dans le cas de la cible de $35\mu m$ et $\approx 6ns$ pour celle de $75\mu m$). Ensuite, (3) on observe une

phase d'expansion radiale, accompagnée par une remontée très nette de l'émissivité. La vitesse d'expansion radiale moyenne dans cette phase peut être estimée à $4-5 \times 10^4 m/s$.

Le fait que l'expansion radiale commence plus tard dans la cible la plus épaisse suggère que cette phase correspond au débouché en face arrière de l'onde de choc associée à l'ASE. Puisque les conditions d'interaction sont identiques dans les deux cas, on peut estimer sa valeur moyenne à partir de la différence de chemin et du retard. On obtient environ $\approx 2 \times 10^4 m/s$ pour les deux épaisseurs. Si l'on considère maintenant la largeur spatiale de l'émission, elle semble rester constante pendant les deux premières phases et vaut initialement $\leq 150 \mu m$.

Images rapides

Nous présentons dans la figure 3.35 les résultats obtenus pour deux épaisseurs différentes ($17 \mu m$ à $0.8J$, et $75 \mu m$ à $2.8J$).

On observe ici l'émission dans les premières centaines de picosecondes. La durée du pic initial est toujours $\leq 80 - 100 ps$. L'émissivité après le pic est atténuée, par rapport aux images lentes, car le flux total de photons détectés est ici réparti sur plus de pixels, en raison de la vitesse de balayage plus élevée. Après le pic, on constate qu'aucune expansion radiale ni remontée d'émissivité n'est plus visible à cette échelle temporelle plus courte, et l'émissivité décroît lentement. Dans le premier tir (figure 3.35 en haut) on peut apprécier la largeur initiale de la tache d'émission ($\approx 80 \mu m$) et la durée temporelle du pic ($\leq 100 ps$ à mi hauteur). Dans le tir du bas ($75 \mu m$) la durée est de $40 ps$. On observe que dans toutes les images rapides, la durée du pic est toujours comprise entre 20 et $60 ps$, sauf pour les cibles les plus minces ($< 20 \mu m$), où elle est plus longue d'un facteur 2 – 3 (figure 3.35 en haut). Comme nous le verrons lors de l'analyse des résultats, cette différence peut s'expliquer par un préchauffage des cibles.

Afin de déterminer la température de la face arrière avec une autre méthode que le comptage absolu des photons, nous avons positionné sur l'image (pour certains tirs), deux filtres colorés (bleu et rouge), qui permettent d'obtenir le rapport de l'émissivité dans deux bandes spectrales distinctes. La transmission de ces filtres a été présentée dans la figure 3.8. On peut observer dans la figure 3.36 ($35 \mu m$ à $3.7J$), la présence du double filtre coloré, qui divise l'image en deux suivant l'axe spatial. Un mauvais alignement du filtre par rapport au centre de l'image peut rendre le signal artificiellement plus fort d'un côté, ce qui rend délicate l'analyse. Pour limiter cette erreur, nous avons effectué des tirs d'essai en modifiant la position des filtres, pour les centrer par rapport à l'émission. La durée du pic initial dans cette image vaut $40 ps$ FWHM.

Pour des épaisseurs supérieures à $75 \mu m$, seul le pic court reste bien évident dans les images rapides, quoique de plus en plus faible, tandis que la phase d'émissivité décroissante n'est plus du tout visible, comme on le voit, à titre d'exemple, dans la figure 3.37.

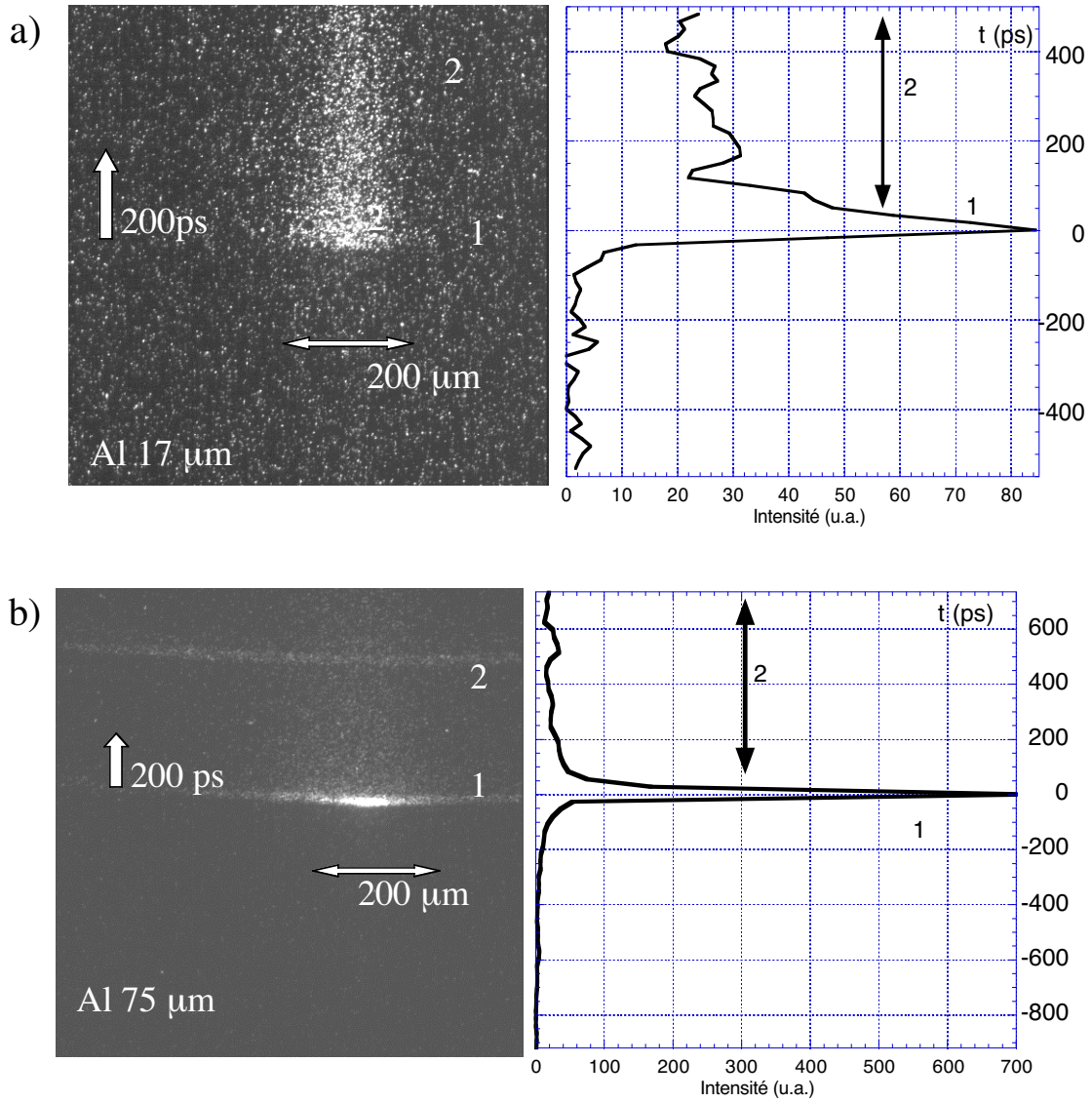


FIG. 3.35 – Images ”rapides” d’émissivité (cibles d’aluminium, épaisseur 17 μm , énergie laser 0.8J (a) et 75 μm , 2.8J (b)). (1) pic d’émissivité , (2) phase de décroissance de l’émissivité. Pour le tir du bas, l’émission dans cette deuxième phase est beaucoup plus faible par rapport au pic (environ un ordre de grandeur) que pour celui du haut. Aucune expansion radiale ni remontée d’émissivité n’est visible à cette échelle temporelle.

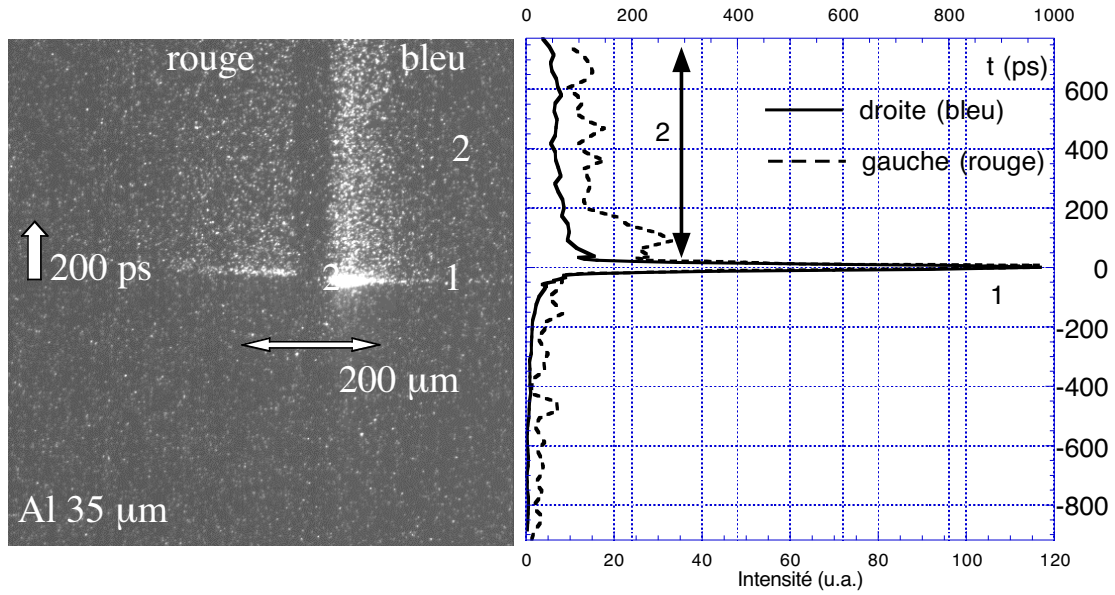


FIG. 3.36 – Images "rapides" d'émissivité d'une cible d'aluminium ($35\mu m$, $4J$), avec le double filtre rouge-bleu qui divise l'image en deux. À droite : profil rouge (pointillé) et bleu (continu).

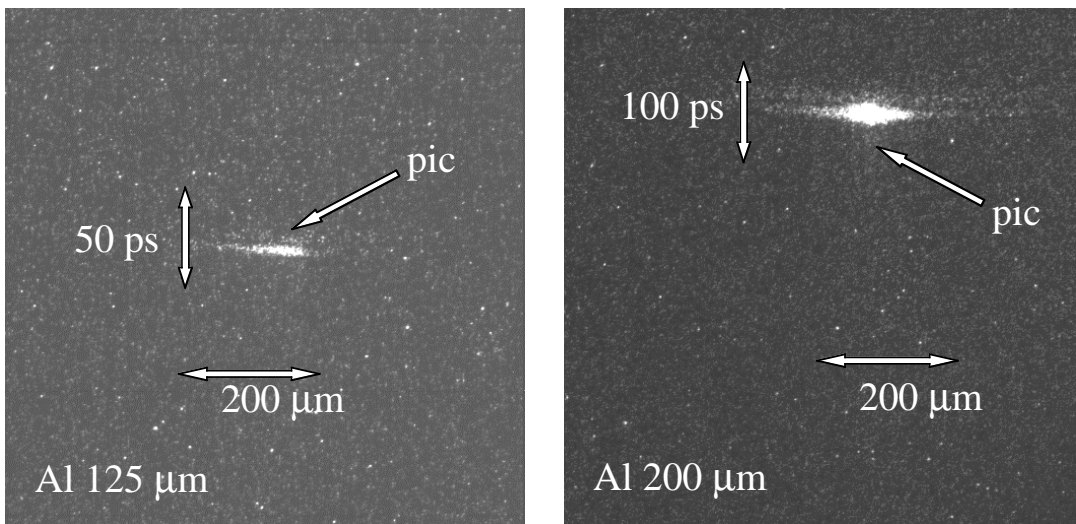


FIG. 3.37 – Images "rapides" d'émissivité (cibles d'aluminium). Cibles très épaisses. À gauche : $125\mu m$, énergie laser $6.7J$; à droite : $200\mu m$ et $6J$. Seul le pic court est clairement visible ici. Après le pic, l'émission retombe au niveau du bruit de fond.

Images rapides avec résolution spatiale

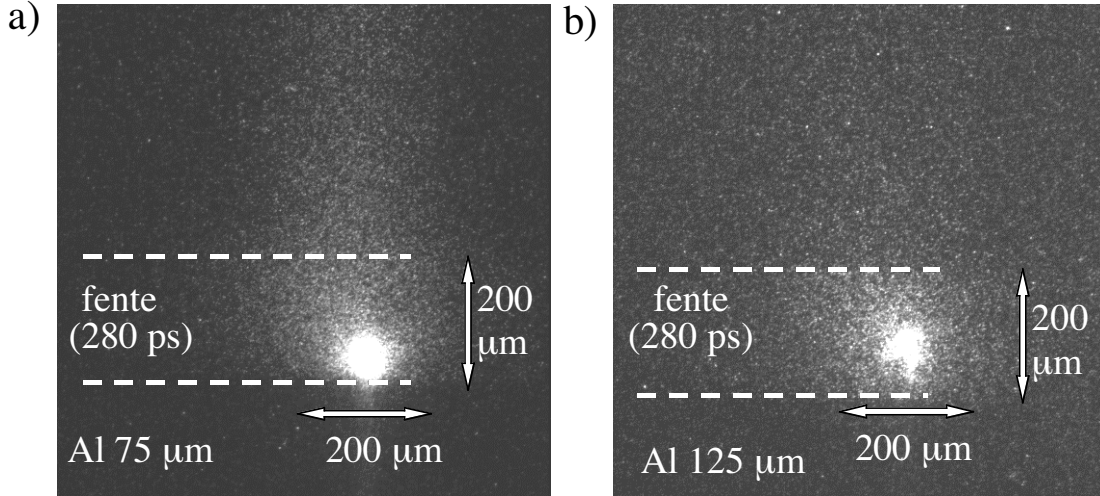


FIG. 3.38 – Images "instantanées" d'émissivité. (a) $75\mu m$, énergie laser $5.2J$; (b) $125\mu m$, énergie laser $5.9J$. La caméra streak a été utilisée avec la fente ouverte et une vitesse de balayage rapide pour "congeler" l'évolution de l'émissivité et obtenir une image 2D du pic. Sur ces images, on peut apprécier la forme et la taille du pic court d'émissivité. Après le pic le signal est très faible, à la limite du bruit de fond pour l'image de droite.

Nous présentons enfin les résultats obtenus avec la fente de la streak ouverte ($3mm$) et avec une vitesse de balayage rapide ($100ps/mm$). Dans ce cas, l'évolution temporelle est "congelée" : on obtient des instantanés 2D du pic d'émissivité (figure 3.38). Comme on l'a vu dans la série précédente, pour des épaisseurs de la cible supérieures à $75\mu m$ seul le pic est visible, sans aucun signal d'émissivité après. On va donc examiner deux tirs à épaisseurs $\geq 75\mu m$ ($75\mu m$ à $5.2J$ et $125\mu m$ à $5.9J$). On observe que la tache centrale a une taille comprise entre 60 et $100\mu m$ et se superpose à une zone plus large où l'émissivité est plus faible.

Nous avons également comparé ces images instantanées avec les images 2D intégrées dans le temps, obtenues avec la caméra CCD installée dans notre système optique (voir schéma 3.7). Par rapport aux images obtenues avec la caméra à balayage, celles de la caméra CCD ont une meilleure résolution spatiale mais collectent toute l'émission propre, même après le pic court. Cette comparaison permet tout de même de confirmer la taille du pic central d'émission, comme on le voit sur la figure 3.39, qui correspond au même tir que la figure 3.38 (b). La partie centrale étroite ($50\mu m$ environ) surmonte nettement une zone d'émission très large et correspond, en dimension, au pic obtenu avec la caméra streak. Nous observons ce pic central ainsi que la zone d'émission plus large pour tous les tirs.

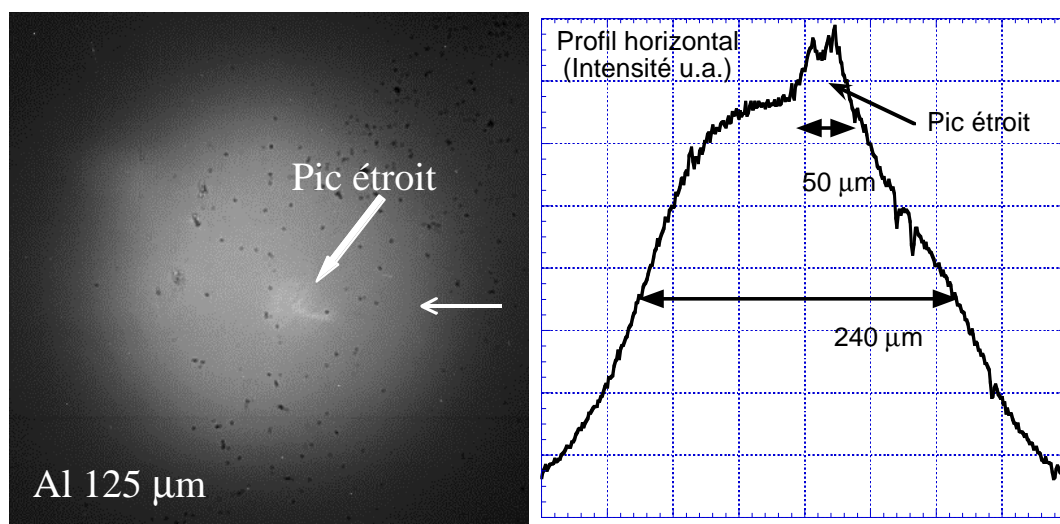


FIG. 3.39 – Émissivité intégrée temporellement (image 2D) pour la cible (b) de la figure 3.38.

A partir des données expérimentales, nous pouvons tracer la dimension du pic court en fonction de l'épaisseur de la cible (figure 3.40). La taille augmente de manière régulière avec un angle de divergence moyen de l'ordre de $\pm 20^\circ$. Ce résultat sera à comparer avec ceux obtenus à partir du rayonnement $K\alpha$ (chapitre 4).

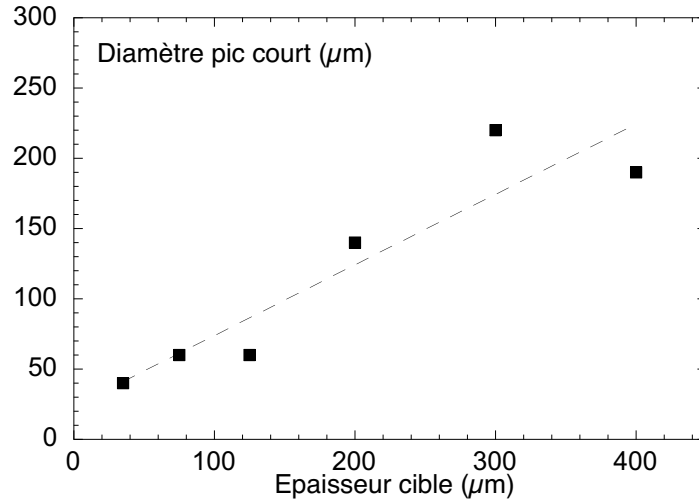


FIG. 3.40 – Diamètre du pic d'émissivité (signal court) en fonction de l'épaisseur de la cible.

3.6.2 Discussion des résultats d'émission propre

Nous considérons d'abord la structure des images "lentes", présentées dans la figure 3.34. Nous pouvons attribuer les trois phases à des processus distincts.

Signal court : OTR, SR

Tout d'abord le pic initial, de courte durée, ne correspond pas à une émission thermique. En effet, la brève durée (de l'ordre de la dizaine de picosecondes) et la chute abrupte de l'intensité ne sont pas compatibles avec une hypothèse d'émission thermique. En effet, si cela était le cas (émissivité de Planck), la température de brillance associée dépasserait nettement 100eV , selon notre calibration absolue : dans ces conditions, on devrait détecter un régime transitoire de refroidissement assez doux, qui n'a pas été observé. L'hypothèse thermique étant exclue, le pic a été attribué, avec un bon accord qualitatif et quantitatif, aux processus de rayonnement de transition [Franck45] et de synchrotron [Jackson75]. Ces mécanismes sont associés aux électrons les plus rapides ($E \geq \text{MeV}$) qui sortent de l'interface cible-vide et ont été étudiés très en détail dans la thèse de J. J. Santos [Santos02]. On se limite ici à évoquer le principe physique de ces deux processus : l'OTR est une émission à spectre large due à la relaxation des atomes du milieu perturbés par la charge de l'électron relativiste aux alentours de la surface de sortie ; l'émission de synchrotron est due à la courbure des trajectoires des électrons par le champ électrostatique qui se forme par séparation de charge en face arrière, lorsque le faisceau relativiste débouche. L'émission OTR/synchrotron donne des informations uniquement sur les électrons les plus rapides ($\sim \text{MeV}$) de la distribution énergétique des électrons qui nous concerne (maxwellienne avec une température de $200 - 600\text{keV}$). Ceux-ci transportent une petite fraction de l'énergie totale et n'interagissent que faiblement avec le milieu par rapport aux électrons moins énergétiques.

Ils ne sont donc pas responsables du chauffage de la cible. En revanche, la propagation étant essentiellement balistique (presque sans déflexion), leur angle de sortie ($\pm 20^\circ$, figure 3.40) reproduit la divergence angulaire initiale au moment de l'accélération par le champ laser. Ce paramètre constitue une condition initiale importante pour les simulations numériques du transport des électrons, comme nous le verrons dans le chapitre 5.

Signal long : émission thermique

Considérons maintenant le signal qui apparaît *après le pic court*, que l'on peut considérer à priori de nature thermique, puisque il est bien plus lent que le temps de transit des électrons rapides ($1 - 2ps$). Cette phase (2) de décroissance de l'émissivité peut être associée au refroidissement de la cible à la suite d'un chauffage initial (dû aux électrons rapides) instantané sur l'échelle du temps d'observation (plusieurs centaines de ps à quelques ns). C'est donc sur cette phase de refroidissement que nous allons concentrer notre effort d'interprétation dans la suite. La troisième phase, remontée d'émissivité et expansion radiale, est due au débouché de l'onde de choc liée à la pré-impulsion ASE du laser, que nous avons discutée au paragraphe 3.5.3 et que nous allons reprendre ici brièvement. Le débouché du choc ASE (troisième phase) se produit avec un retard par rapport au pic initial, qui augmente en fonction de l'épaisseur des cibles. En particulier, nous avons observé, que le temps du débouché était $\geq 2ns$ et $\geq 5 - 6ns$ pour des épaisseurs de 35 et $75\mu m$ d'épaisseur respectivement. Si l'on compare ces valeurs avec les simulations de l'ASE (figure 3.26), nous trouvons que dans notre expérience l'intensité associée à l'ASE était inférieure à $5 \times 10^{12} W cm^{-2}$, même pour les tirs les plus énergétiques. Par conséquent, dans nos conditions le choc ASE ne peut pas préchauffer les cibles. Cela est encore plus vrai dans le cas des tirs à faible énergie, où l'ASE et la vitesse du choc sont encore plus faibles.

La première approche, pour l'analyse du signal d'émissivité dans la phase de refroidissement, est de considérer un modèle simple d'émission planckienne, qui permet d'estimer une température de corps noir "instantanée" de la région d'émission. Toutefois, de cette manière on néglige totalement l'absorption dans le plasma en détente créé par le dépôt d'énergie instantané. Cette hypothèse de corps noir n'est donc plus acceptable, à la rigueur, plusieurs picosecondes après le début de la détente. Pour bien suivre l'évolution temporelle de l'émissivité après le pic court, on se limite au cas des images obtenues avec la fente fermée ($100\mu m$). Pour déterminer la température de brillance T_B , on calcule pour chaque image et chaque type de filtres utilisés, une courbe de calibration qui relie T_B au nombre de coups sur l'image. Chaque point de cette courbe a été obtenu en intégrant sur la longueur d'onde, l'émissivité de Planck multipliée par la transmission des filtres, les facteurs de calibration du système optique et du détecteur, décrits au début de ce chapitre. Dans la figure 3.41, on présente la température de brillance obtenue pour le tir correspondant à la figure 3.34. L'origine

des temps a été prise au maximum du pic initial qui correspond à l'arrivée du faisceau principal.

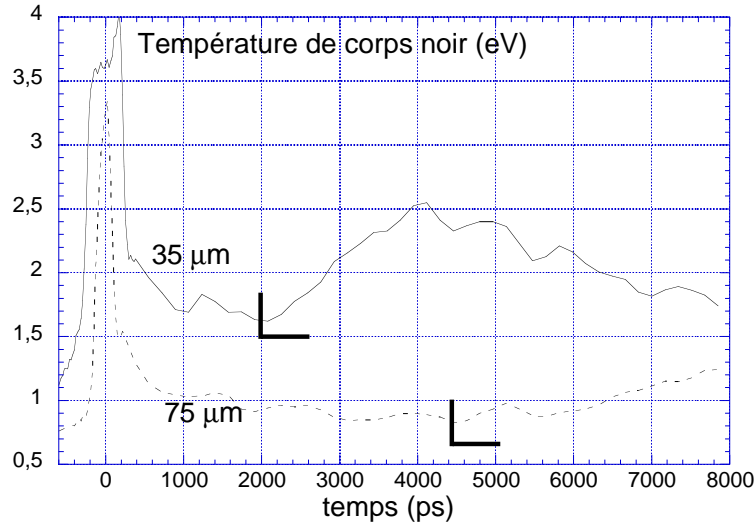


FIG. 3.41 – Température de brillance en fonction du temps, pour les tirs de figure 3.34. (trait continu : $35\mu\text{m}$, tirets : $75\mu\text{m}$, $E = 4J$). Les symboles en "L" indiquent le temps où l'émissivité croît à nouveau (débouché du choc).

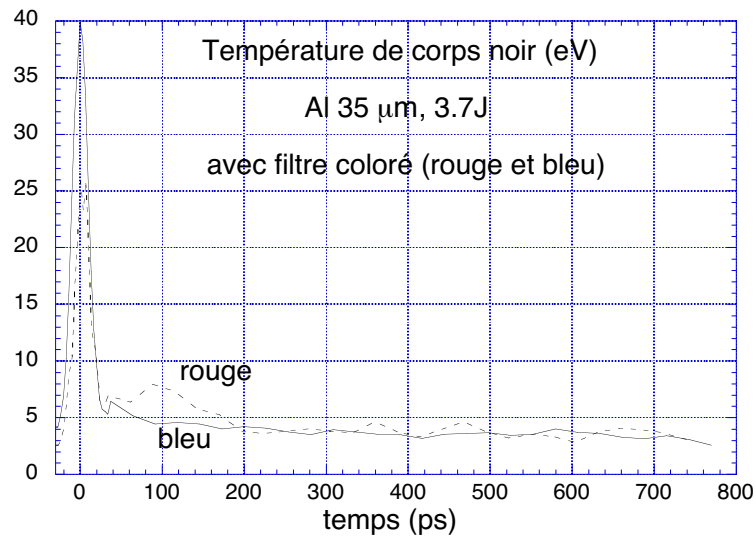


FIG. 3.42 – Température de brillance en fonction du temps pour l'émission propre avec le double filtre coloré rouge-bleu, de la figure 3.36 ($35\mu\text{m}$, $E = 4J$). L'échelle temporelle est plus courte, par rapport à la figure 3.41.

La température équivalente est assez faible (quelques eV) et diminue avec l'épaisseur. Pour vérifier ce résultat, nous avons utilisé les images avec filtre coloré rouge-bleu, qui permettent une précision supérieure dans la détermination de la température, en

raison de la gamme spectrale plus restreinte. Dans la figure 3.42, nous présentons la température de brillance pour l'image 3.36, avec le double filtre. Les deux profils de température (rouge et bleu) sont cohérents entre eux (sauf pour la valeur du pic non-thermique). Notons qu'ici, par rapport à la figure 3.41, l'échelle temporelle plus courte donne accès à des instants plus rapprochés du pic initial. Pour cette raison la température mesurée est plus élevée. Pour des cibles plus épaisses que $75\mu m$, aucun chauffage significatif n'est détectable.

Cependant, pour une analyse quantitative, l'approche de la température de corps noir n'est pas acceptable. Comme pour la réflectivité, il faut tenir compte de l'expansion du plasma. Dans ce but, nous avons effectué plusieurs simulations hydrodynamiques à l'aide du code MULTI en faisant varier la température initiale de la cible (1, 5, 10, 50, 100 eV). Le calcul de l'émissivité a été ensuite effectué en utilisant les profils de température et densité ($\rho(x, t)$ et $T(x, t)$) au cours du temps générés par MULTI. Nous avons considéré le plasma à l'équilibre thermodynamique local (LTE), ce qui permet de calculer l'émissivité $I(t)$ à partir de l'équation de transfert radiatif dans le plasma en détente. L'émissivité, intégrée sur le spectre, est alors donnée par :

$$I(t) = \int_0^{+\infty} T_\lambda E(t, \lambda) d\lambda \quad (3.24)$$

Dans cette formule, T_λ est la transmission spectrale du système optique et $E(t, \lambda)$ est donné par l'expression suivante de l'équation de transfert radiatif :

$$E(t, \lambda) = \int_{-\infty}^{x_0} k(\rho, T, \lambda) B(T, \lambda) (1 - R) \exp - \int_{-\infty}^x k(\rho', T', \lambda) dx' dx \quad (3.25)$$

où $B(T, \lambda)$ est l'émissivité de Planck, $k(\rho, T, \lambda)$ est le coefficient d'absorption du plasma et $R \approx 0$ la réflectivité. La dépendance en fonction du temps est donnée par la densité et la température du plasma. A chaque instant, le plasma s'étend de la position x_0 , correspondant à la densité solide, jusqu'à $-\infty$. L'intégrale externe correspond à la somme des contributions planckiennes de chaque tranche dx du plasma suivant la loi de Kirchhoff. Chaque contribution est multiplié par le terme exponentiel qui tient compte de l'absorption à partir de la position courante x jusqu'à la sortie du plasma ($-\infty$). Ceci est illustrée dans la figure 3.43.

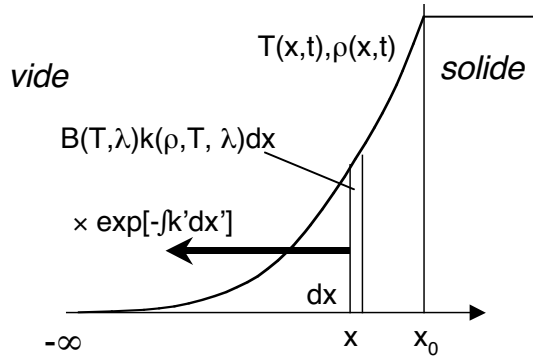


FIG. 3.43 – Schéma du calcul de l'émissivité de la face arrière de la cible, fondé sur l'équation du transfert du rayonnement.

L'émission collectée par le détecteur, à chaque instant, ne provient pas de tout le plasma en détente, mais d'une région qui se trouve à une profondeur correspondant à une épaisseur optique ≈ 1 . Le rayonnement provenant de régions plus chaudes et plus denses est écranté par le reste du plasma. A l'inverse, les régions très peu denses sont trop froides pour émettre de manière importante dans le domaine qui nous intéresse. En raison de la détente, la région émettrice se déplace vers la queue froide du plasma : l'émissivité diminue au cours de la détente.

Pour le coefficient d'absorption $k(\rho, T, \lambda)$ nous avons utilisé la formule de Kramers-Unsoeldt proposé par Zel'dovich [Zel'dovich67], déjà utilisé auparavant pour l'analyse de l'émissivité de cibles chauffées par choc laser [Benuzzi98]. A notre connaissance cette formule représente le meilleur choix dans nos conditions : pour des températures du plasma de l'ordre de quelques eV , $h\nu \sim kT$ et la structure électronique de l'atome commence à jouer un rôle important. Les états de valence de la vapeur métallique partiellement ionisée participent de manière non négligeable à l'absorption. Dans ces conditions, le modèle de Drude n'est pas utilisable pour traiter l'absorption. La formule de Kramers-Unsoeldt, par contre, tient compte des transitions free-free et bound-free des niveaux électronique externe de l'atome, qui est traité dans l'approximation hydrogénoïde. Cette approche tombe en défaut dans la limite de hautes densités. Le modèle conduit à la formule suivante, où la température T est en eV et la densité ionique N_i en cm^{-3} :

$$k(\rho, T, \lambda) = 7.1310^{-15} \frac{N_i (Z^* + 1)^2 \exp -(x_1 - x)}{T^2 x^3} cm^{-1} \quad (3.26)$$

Dans cette formule $x = h\nu/T$, $x_1 = I_0/kT$ ($I_0(T)$ est le potentiel moyen d'ionisation), $Z^*(T)$ est le degré moyen d'ionisation. Pour ces deux quantités nous avons utilisé les formules de More [Lee84]. Le potentiel d'ionisation donné par la formule de More a été raccordé à la valeur correspondant au gaz neutre ($I_0 = 6eV$), pour bien

décrire l'absorption même dans la queue froide, à basse densité, où l'aluminium neutre domine.

Nous comparons alors, dans la figure 3.44, les courbes d'émissivité calculées par ce modèle avec les profils expérimentaux des deux images "lentes" déjà présentées (fig. 3.34). Le pic intense non thermique a été coupé pour mettre en évidence la phase de refroidissement, qui nous intéresse et qui se termine au moment de la remontée de l'émissivité. La température qui correspond le mieux aux données vaut 10eV dans le cas de la cible de $35\mu\text{m}$ et $3 - 4\text{eV}$ pour la cible de $75\mu\text{m}$.

Afin de mieux évaluer cette température dans les premiers instants de la détente, nous avons utilisé une vitesse de balayage plus rapide, comme par exemple dans les tirs des figures 3.35 ou 3.36. Considérons l'image à deux couleurs (fig. 3.36), en comparant séparément les profils obtenus avec les deux filtres, i.e. en faisant du comptage de photons (figure 3.45). Notons que, la calibration du système optique ayant été effectuée pour cette image dans un domaine de longueurs d'onde restreint et équivalent à celui des filtres, l'incertitude sur les valeurs de la température est à priori plus faible que dans le cas sans filtre coloré. La température initiale qui interpole le mieux les points expérimentaux se situe entre 10 et 20eV . et est donc compatible avec celle estimée à partir des images "lentes" (figure 3.44), à parité d'épaisseur et d'énergie laser. Toutefois, une comparaison précise entre l' image rapide à deux couleurs et celle lente est problématique, en raison du pic initial intense, qui est étalé sur plusieurs centaines de ps dans l'image lente et "masqué" par conséquent le début du chauffage.

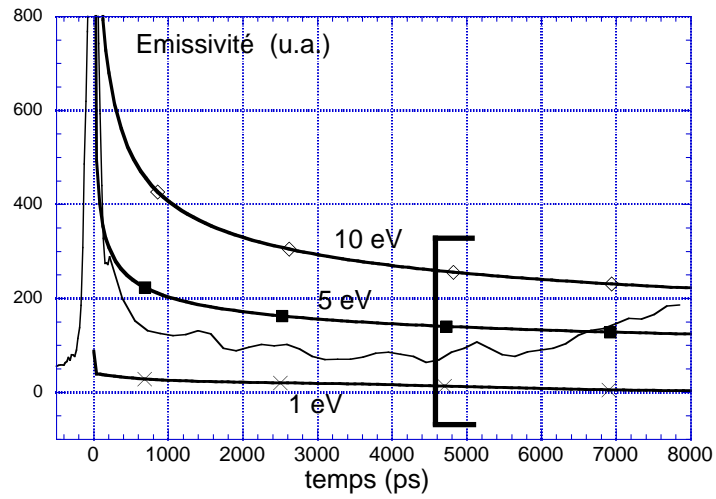
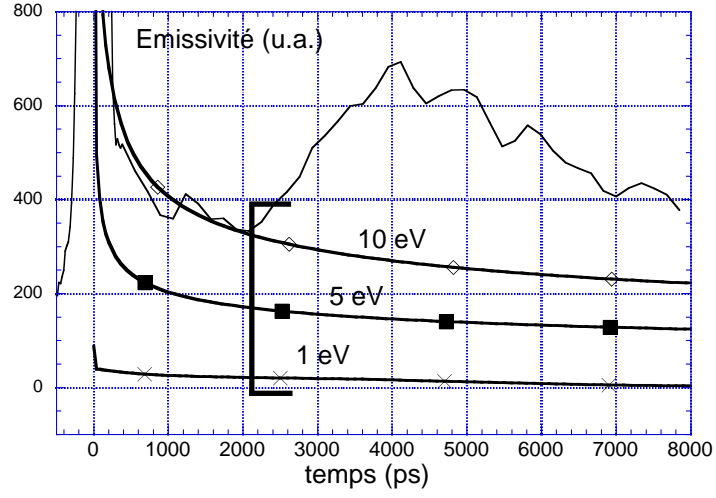


FIG. 3.44 – Comparaison entre l'émissivité calculée et la valeur expérimentale, pour les tirs de figure 3.34. L'instant où l'émissivité augmente à nouveau (débouché du choc) est indiqué.

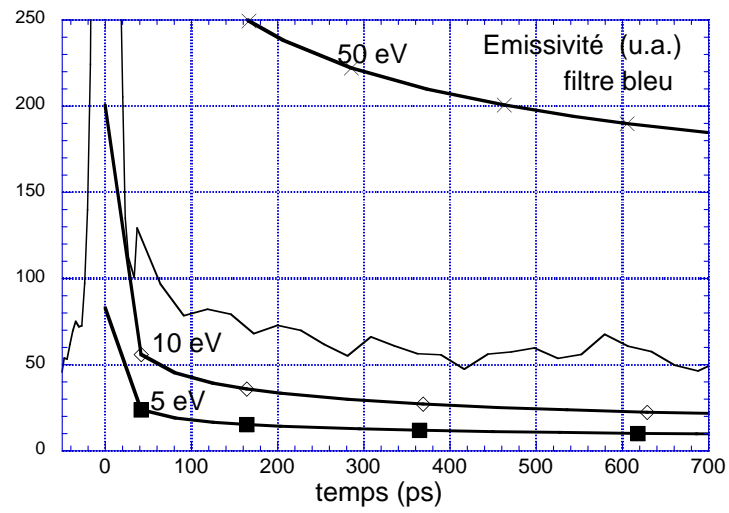
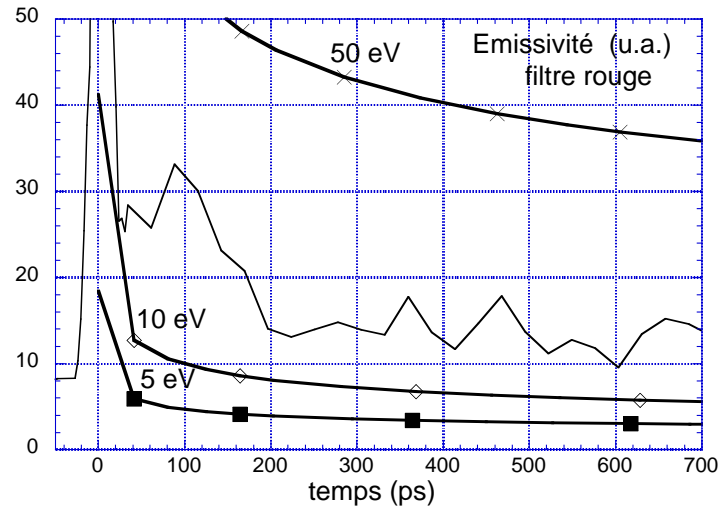


FIG. 3.45 – Comparaison entre l'émissivité calculée et la valeur expérimentale, pour l'image à deux couleurs, rouge et bleu, de figure 3.36.

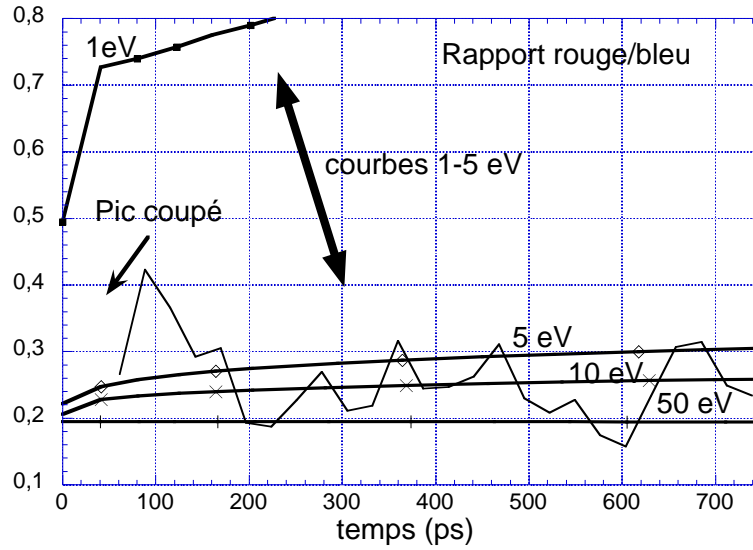


FIG. 3.46 – Comparaison entre le rapport d'émissivité rouge/bleu calculée et la valeur expérimentale, pour l'image à deux couleurs de la figure 3.36.

Enfin, pour s'affranchir du comptage de photons, qui présente des incertitudes incompressibles, on peut utiliser le rapport de l'émissivité dans les deux domaines spectraux. Cependant, cette méthode présente une limitation intrinsèque pour la détermination de la température, qui ne peut se faire que dans un intervalle limité (de 1 à quelques eV), comme on peut le voir dans la figure 3.46 : ici les courbes correspondant à des températures $< 1eV$ deviennent verticales, tandis que celles $> 5eV$ sont très proches et se stabilisent autour d'une valeur 0.2. La comparaison est possible uniquement dans l'intervalle compris entre ces deux extrêmes. On peut en comprendre la raison de manière qualitative. A un instant fixé, la température donnée par le rapport d'émissivité "rouge/bleu" a une allure du type $r_{R/B} \sim 1/T$: pour des températures faibles ($\leq 1eV$) la valeur du rapport rouge/bleu tend vers l'infini, car l'émission dans le bleu diminue brusquement lorsque le maximum de la planckienne se déplace vers les grandes longueurs d'onde (suivant la loi de Wien $\lambda_{max} \times T = 249.6 nm eV$). A l'inverse, pour des températures supérieures à 5 – 10 eV , l'émission dans les deux régions spectrales (rouge et bleu) se retrouve dans la queue de la planckienne, où le rapport ne varie pas de manière importante avec la température et se stabilise autour d'une valeur minimum.

Le rapport expérimental (fig. 3.46), assez bruité, se situe plutôt du côté de ce deuxième cas. Même si une détermination précise de la température s'avère difficile dans le domain atteint, cette technique de la température de couleur donne néanmoins une borne inférieure de 4 – 5 eV indépendante de toute calibration absolue, qui est compatible avec les valeurs ($T \sim 10 - 20 eV$) obtenues à partir de l'émissivité absolue.

3.7 Conclusion

Dans cette première expérience conduite sur la chaîne 100TW du LULI, nous avons étudié la géométrie et le chauffage induit par le courant d'électrons rapides, afin d'estimer la température de la face arrière de cibles massives d'aluminium. Dans ce but, nous avons mis en place des *diagnostics optiques* de la surface arrière : d'une part, un diagnostic de *réflectométrie* résolue temporellement, utilisant un faisceau sonde soit comprimé soit avec dérive de fréquence ; d'autre part, une mesure de l'*émission propre* de la surface arrière résolue en temps et calibrée de façon absolue. Ces diagnostics se basent sur les modifications induites par le chauffage sur les propriétés optiques de la surface.

Les résultats de réflectométrie montrent une région chauffée de petite taille initiale ($20 - 40\mu m$, comparable à la tache focale du laser), qui s'expand radialement avec une vitesse moyenne de l'ordre de quelques $10^6 m/s$, jusqu'à plusieurs centaines de microns, après $30 - 40ps$. La vitesse d'expansion observée est plus rapide d'une onde radiale de conduction thermique ou de choc, due au dépôt initial d'énergie par les électrons. Nous en concluons, qu'il s'agit plutôt d'un effet géométrique associé au débouche d'un front de chauffage non-plat ou à l'"effet fontaine" des électrons rapides sortant par la surface arrière. La valeur absolue de la réflectivité tombe très rapidement à une valeur minimum de 20 à 40%. A partir de la réflectivité, nous avons pu remonter à la température de la surface, à l'aide d'un modèle, qui tient compte de la propagation du faisceau sonde dans le plasma en détente et suppose une conductivité électrique adaptée à la matière dense et chaude. Toutefois, en raison de la dépendance de la conductivité avec la température, le diagnostic de réflectométrie permet d'estimer un intervalle de température assez large ($1 - 100eV$).

Grâce aux résultats de l'émission propre, nous avons affiné la détermination de la température. Les images mettent en évidence une structure temporelle en trois étapes : une émission brève et intense ($< 20ps$), suivie par une plus longue phase de décroissance de l'émissivité, puis par une remontée. La première phase est liée à l'émission OTR et de synchrotron et fait l'objet d'une autre thèse [Santos03]. Par contre, la deuxième phase est associée à l'émission thermique de la surface arrière, qui résulte du chauffage initial par les électrons rapides, tandis que la troisième a été associée au débouché du choc dû à l'ASE. Par une analyse détaillée de l'émissivité dans la deuxième phase, tant par le comptage absolu des photons émis que par l'étude du rapport d'émission dans deux bandes spectrales distinctes, nous avons pu estimer la température de la cible. Pour cela, nous avons utilisé un modèle d'émissivité de type corps-gris, tenant compte de la réabsorption dans le plasma en détente. Les températures obtenues sont comprises entre quelques eV et $20eV$, selon les épaisseurs des cibles.

Le chauffage estimé dans nos conditions d'interaction (éclairage $10^{18} - 10^{19} Wcm^2$ à ω , énergie $\sim 3 - 9J$) est donc sensiblement plus faible (d'environ un ordre de grandeur), par rapport aux résultats d'expériences effectuées dans des conditions similaires [Kodama00, Kodama01] ($T \sim$ quelques $100eV$) et [Zepf00] ($T \leq 1keV$). Pour mieux

appréhender ces différences importantes et les mécanismes liés au chauffage de la cible, nous avons essayé d'affiner nos moyens de mesures à l'aide de diagnostics basés sur le rayonnement X et XUV (chapitre 4 et 5).

Chapitre 4

Spectroscopie et imagerie de l'émission $K\alpha$. Imagerie X-UV.

4.1 Introduction

Afin d'estimer de manière plus précise le chauffage d'une cible solide par les électrons rapides, nous avons décidé d'utiliser dans nos expériences les plus récentes, des diagnostics basés sur le rayonnement X $K\alpha$ et $X - UV$. En effet pour évaluer le dépôt d'énergie, les diagnostics optiques présentaient une limite incontournable : émissivité et réflectivité ne sont liées au chauffage de la cible que de manière indirecte, par l'intermédiaire de propriétés optiques de la surface en détente. Cela nécessite, comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, de modéliser plusieurs phénomènes pour remonter à la température de la surface arrière de la cible.

Par contre, le rayonnement $K\alpha$ est directement lié à la propagation des électrons rapides *à l'intérieur de la cible*, sans l'intermédiaire d'autres processus. De plus, l'émission de la surface arrière, dans le domaine $X - UV$, est beaucoup plus sensible dans le régime de température atteint dans nos expériences. On doit donc se situer autour du maximum de la planckienne associée à la température atteinte.

La mise en place de ces nouvelles mesures a été effectuée au cours de campagnes expérimentales mettant en jeu une très large collaboration internationale : LULI, Laboratoire LLNL, Université de Californie-Davis, General Atomics (Etats-Unis), Université de Milan (Italie), Université de l'Essex (Angleterre). Nous avons effectué ces campagnes expérimentales sur deux installations lasers comparables, au LULI (laser 100TW) et au laboratoire Rutherford (RAL, Angleterre) (laser Vulcan). Dans les deux cas, nous avons mis en place les trois diagnostics suivants, schématisés dans la figure 4.1 :

- Un diagnostic de spectroscopie X de la raie $K\alpha$ d'une couche fluorescente d'aluminium. Les électrons rapides déposent leur énergie dans cette couche fluorescente, ce qui conduit à une augmentation de la température. Il en résulte une ionisation

du milieu plus ou moins importante, qui se traduit par un décalage spectral de la raie $K\alpha$. La valeur absolue du flux $K\alpha$ a été également mesurée, ce qui permet de remonter à la distance de pénétration et d'estimer l'énergie déposée par les électrons rapides.

- Un diagnostic d'imagerie bidimensionnelle de la raie $K\alpha$ d'une couche fluorescente de cuivre (ou de titane), qui a permis de détecter le profil spatial transverse du courant d'électrons rapides en fonction de la profondeur de la couche fluorescente. La taille de ce courant fournit en principe des indications sur les mécanismes dominant la propagation des électrons (comme par exemple la collimation magnétique)
- Un système d'imagerie XUV, calibré de manière absolue, de la face arrière de la cible. Avec ce diagnostic, il a été possible de détecter l'émission planckienne (intégrée dans le temps) de la surface arrière, ce qui a permis d'en estimer la température.

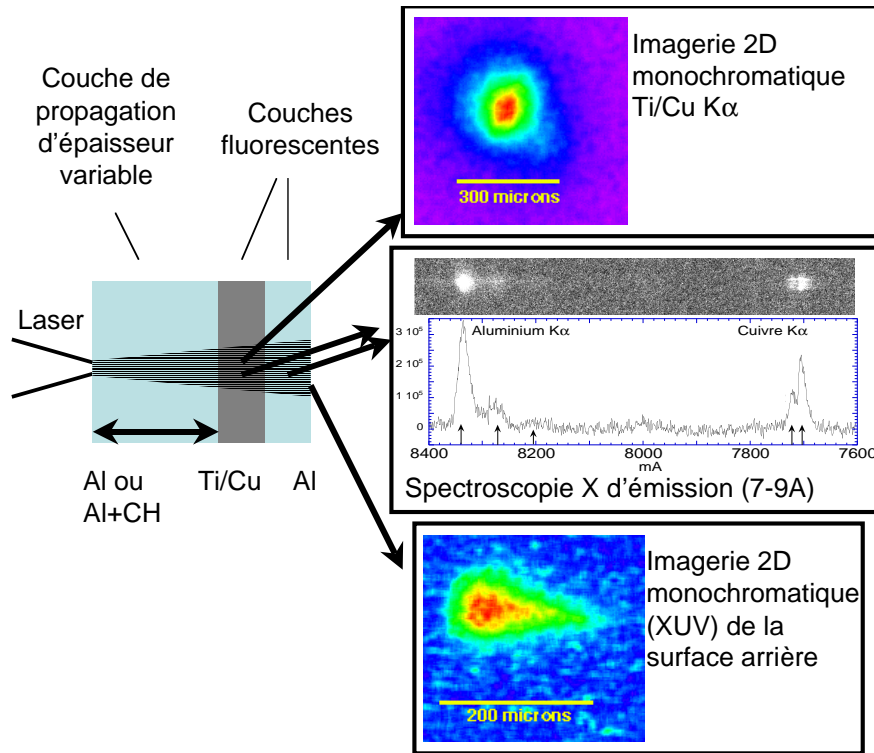


FIG. 4.1 – Schéma des trois diagnostics X et X-UV utilisés dans les expériences. Les cibles contenaient deux couches fluorescentes de Ti (ou Cu) et d'Al pour l'imagerie 2D et la spectroscopie $K\alpha$ respectivement. L'émission planckienne XUV de la face arrière était détectée par un système d'imagerie 2D intégrée dans le temps.

Dans ce chapitre, nous allons décrire le fonctionnement de ces trois diagnostics et présenter les résultats expérimentaux obtenus. Une discussion approfondie de ces résultats par rapport aux modèles de transport électronique sera abordée dans le cha-

pitre suivant.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 Dispositif expérimental au LULI

Nous avons utilisé la même configuration du laser *TW* du LULI déjà présentée en détail dans le chapitre précédant. Nous résumons ici les caractéristiques des diagnostics principaux (figure 4.2 et photo 4.3), qui seront décrits plus en détails dans les prochains paragraphes :

- Pour la spectroscopie du rayonnement $K\alpha$ (1.487keV) émis par une couche fluorescente d'aluminium intégrée dans la cible, nous avons développé et mis en place un nouveau spectromètre X à cristal courbé tronconique, utilisant un film Kodak DEF comme détecteur. Le spectromètre était placé dans une extension de l'enceinte à vide d'interaction, l'axe du spectromètre étant orienté à 45° dans le plan vertical, et 0° dans le plan horizontal, derrière la cible.
- Derrière la cible (à 30° degrés dans le plan horizontal), l'équipe du LLNL a mis en place un cristal imageur courbé sphériquement qui forme une image monochromatique de l'émission $K\alpha$ d'une seconde couche fluorescente (Ti, 4.511keV

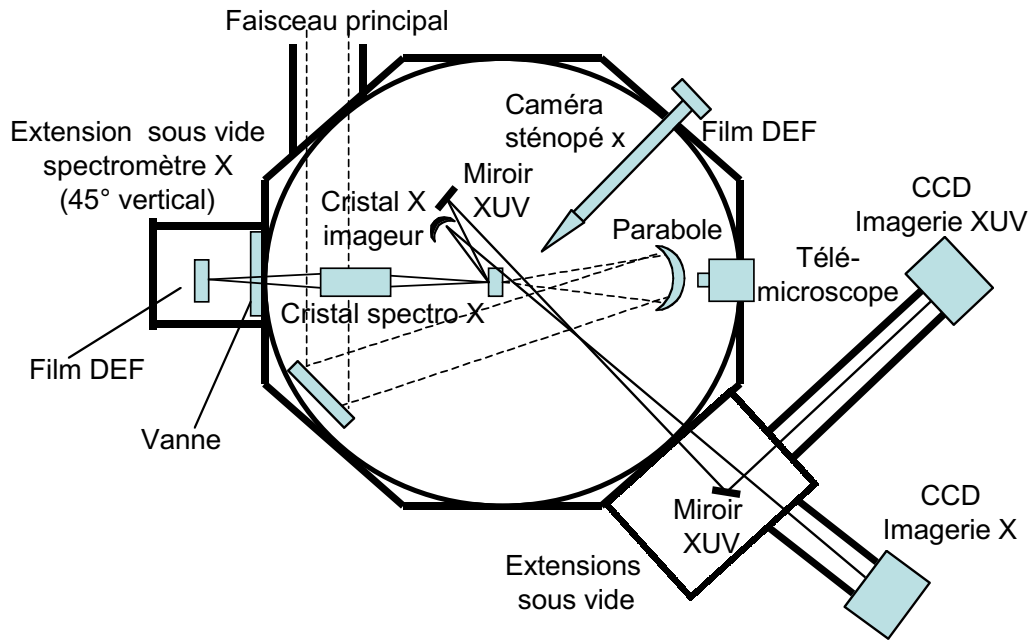


FIG. 4.2 – Schéma de l'enceinte d'interaction de la chaîne 100TW du LULI. En face arrière de la cible le spectromètre X (0° dans le plan horizontal et 45° dans le plan vertical) et les reprises d'images X et XUV ($\sim 30^\circ$ dans le plan horizontal).

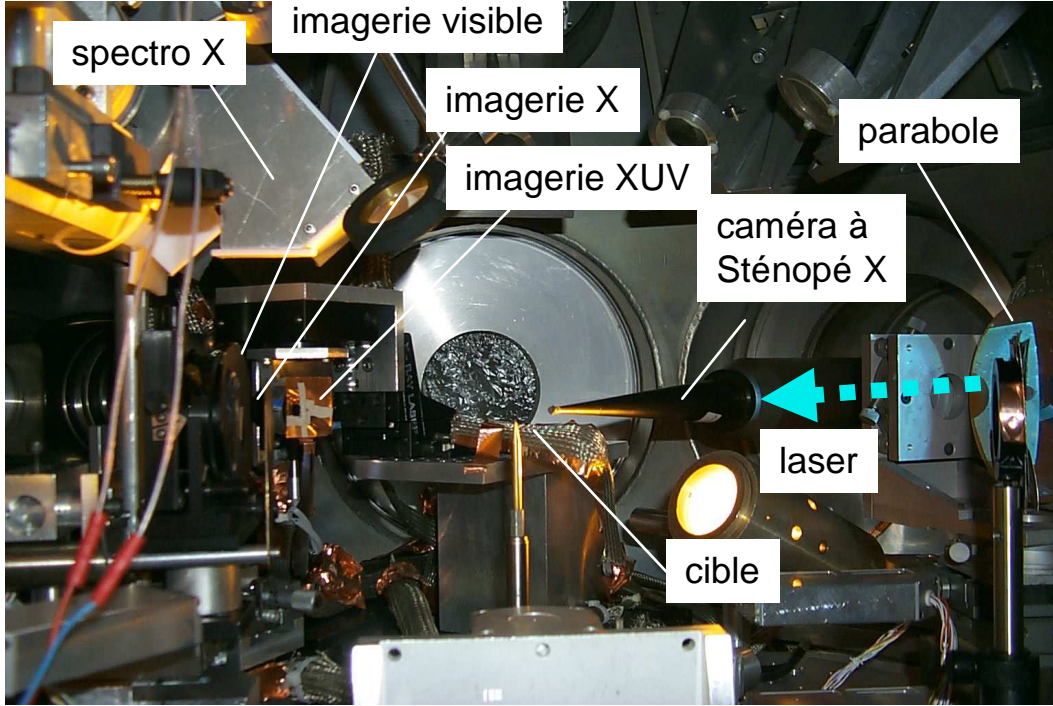


FIG. 4.3 – Photo de l'enceinte d'interaction au LULI.

ou Cu, 8.048keV). Le détecteur était dans ce cas une caméra CCD refroidie, qui se trouvait dans une extension du côté opposé de l'enceinte.

- A côté du cristal imageur, l'équipe du LLNL a mis en place un miroir XUV sphérique. Celui-ci formait l'image de la tache d'émission de la face arrière de la cible à la longueur d'onde de 18nm sur une seconde caméra CCD refroidie.
- Un diagnostic optique, visant à caractériser le signal OTR (évoqué au chapitre 3), a été également installé en face arrière de la cible suivant l'axe du laser. (voir thèse J.J Santos [Santos03]).

Nous avons également utilisé comme diagnostic complémentaire une caméra X à sténopé telle qu'elle était montée sur les expériences d'implosion. A partir de l'émission X de la face avant de la cible (à 45° dans le plan horizontal), nous avons déterminé la taille de la tache focale du laser. Connaissant la durée τ et l'énergie E du faisceau, nous avons déduit l'éclairement par :

$$I_{max} = 0.65117 \frac{E}{S\tau} \quad (4.1)$$

où $S = \pi D^2/4$, est la surface de la tache, D la largeur à mi-hauteur et τ la durée à mi-hauteur de l'impulsion. Le facteur numérique est dû à l'intégration du profil d'éclairement, supposé gaussien. En unités pratiques, on a alors :

$$I_{max} = 3 \times 10^{18} \left(\frac{E(J)}{5} \right) \left(\frac{0.35}{\tau(ps)} \right) \left(\frac{20}{D(\mu m)} \right)^2 W_{cm^{-2}} \quad (4.2)$$

Dans la figure 4.4, nous rappelons le principe de la caméra sténopé. La taille du trou de la caméra était de $5\mu m$ avec un filtre de béryllium de $10\mu m$ d'épaisseur pour bloquer le rayonnement visible. Le grandissement de la caméra était ≈ 18 . La taille typique de la tache X (figure 4.5), était de $20 - 25\mu m$ à mi-hauteur. En raison de la résolution limitée de la caméra à sténopé ($\geq 5\mu m$), nous n'avons pas détecté la présence d'éventuelles non uniformités d'éclairement à l'intérieur de cette tache X.

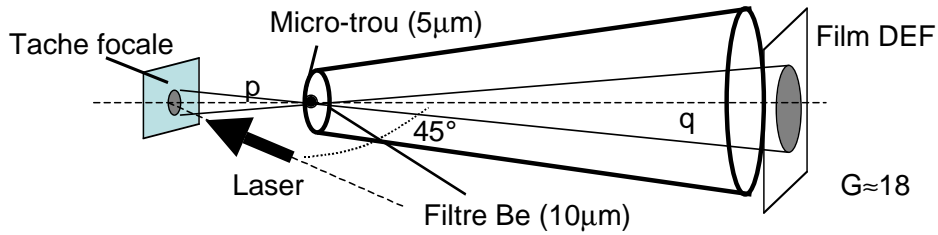


FIG. 4.4 – Schéma de la caméra à sténopé X. L'émission X de la tache focale du laser est imagée par un micro-trou sur un film DEF. L'angle d'observation était 45° , le grandissement environ 18 .

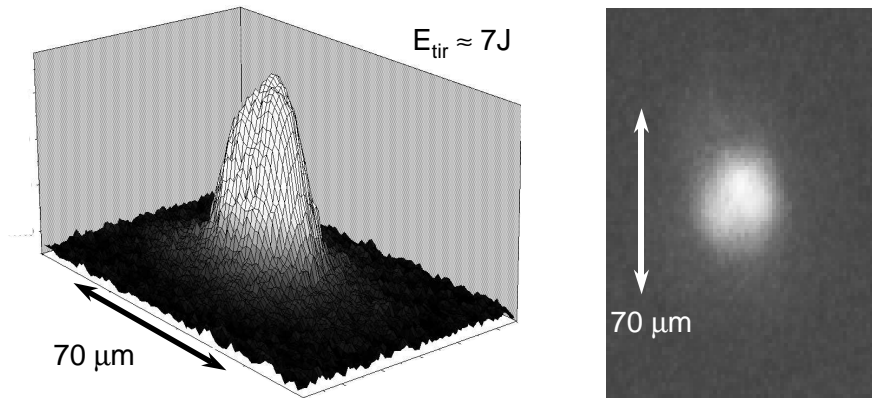


FIG. 4.5 – Image en rayons X de la tache focale, obtenue avec la caméra à sténopé X. L'axe horizontal est contracté d'un facteur 0.7 en raison de l'angle d'observation.

4.2.2 Dispositif expérimental au RAL

L'expérience au RAL s'est effectuée sur la chaîne laser Vulcan (Nd : verre) dans la salle expérimentale TAW (target area west). Nous avons utilisé le faisceau court, qui délivre jusqu'à $90J$ en $1ps$ à la fréquence fondamentale $1.054\mu m$. Le faisceau était focalisé à l'aide d'un miroir parabolique diélectrique ($f/3.5$), donnant une tache de $15\mu m$ de diamètre. Par rapport au LULI, nous disposions d'environ 3 – 4 fois plus d'énergie (après focalisation) mais dans un intervalle de temps 3 fois plus long. L'éclairement était donc du même ordre de grandeur (quelques 10^{18} à quelques $10^{19}Wcm^{-2}$ selon l'énergie du tir). La préimpulsion due à l'ASE n'étant pas bien déterminée et certainement plus importante qu'au LULI, nous avons supposé, par prudence, que les cibles plus minces ($< 20\mu m$) puissent être chauffées par le choc, avant l'arrivée du pic court, lors des tirs à pleine puissance. Nous avons été amenés à en tenir compte dans l'analyse des résultats. L'enceinte d'interaction est schématisée dans la figure 4.6. Une photo prise de la parabole vers l'arrière est présentée dans la figure 4.7. Les diagnostics utilisés sont les mêmes qu'au LULI, si ce n'est que nous ne disposions pas de caméra sténopé et de vérification des dimensions de la tache focale.

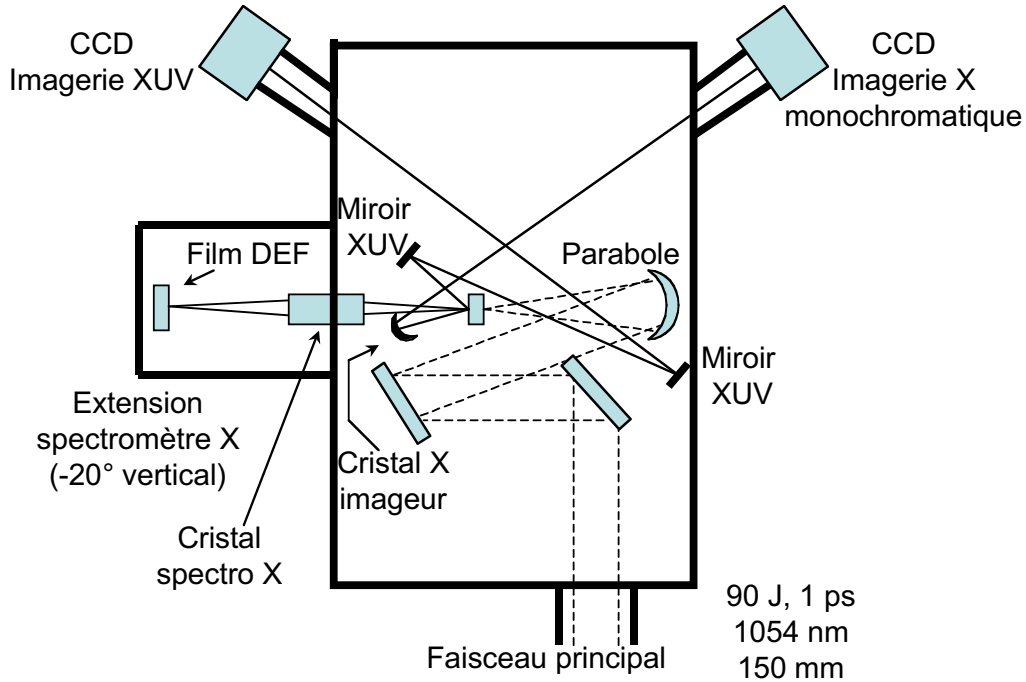


FIG. 4.6 – Schéma de l'enceinte d'interaction au RAL. Le faisceau d'interaction est focalisé sur la cible par un miroir parabolique hors-axe en incidence normale. Le spectromètre X et les reprises d'images X et XUV sont également schématisés.

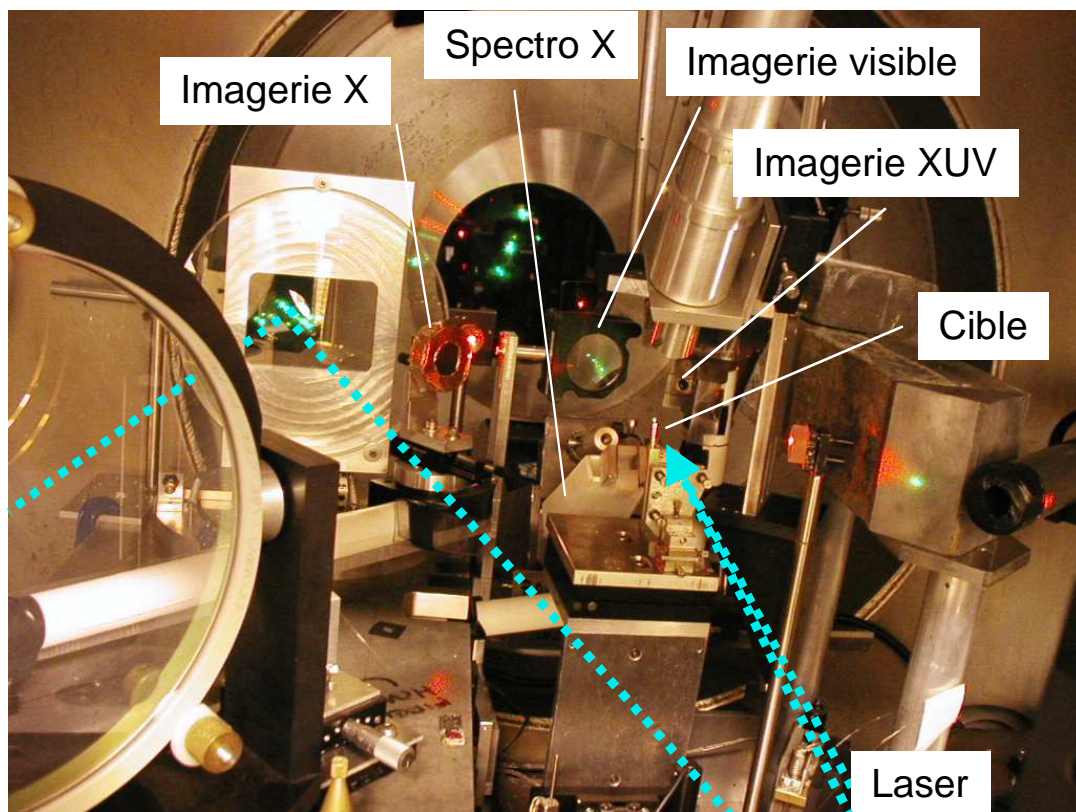


FIG. 4.7 – Photo de l'enceinte d'interaction au RAL.

4.2.3 Cibles

Nous avons utilisé quatre types de cibles dans ces expériences, comme cela est illustré dans la figure 4.8 :

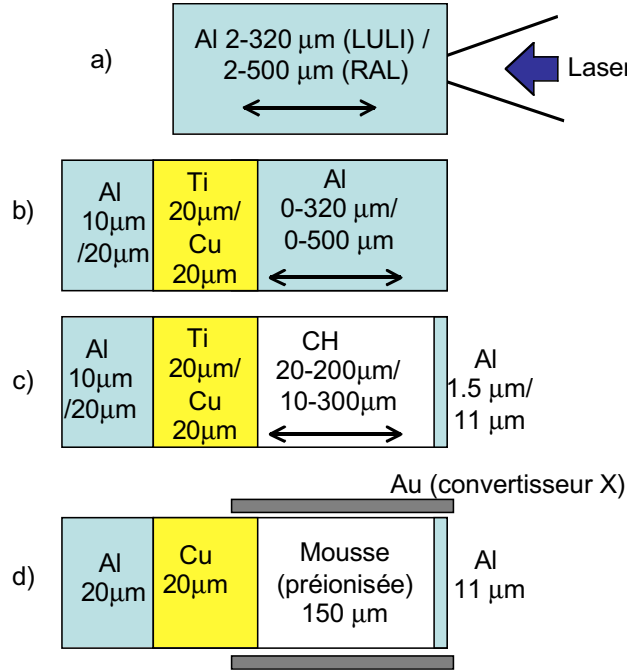


FIG. 4.8 – Schéma des types de cibles utilisées dans les expériences du LULI (**valeurs du haut**) et du RAL (**valeurs du bas**). La double flèche indique une épaisseur variable.

- Cibles monocouches (a) : aluminium (2 – 500 μm d'épaisseur).
- Cibles multicouches avec couche de propagation (aluminium ou polyéthylène) et deux couches fluorescentes (b et c). Dans le cas de l'expérience au LULI :
 - Al (de 2 à 320 μm) - Ti (20 μm) - Al (10 μm) ;
 - Al (10 μm) - CH (20, 50, 200 μm) - Ti - Al.

Dans le cas de l'expérience au RAL :

- Al (de 0 à 500 μm) - Cu (20 – 25 μm) - Al (16 – 20 μm) ;
- Al (11 μm) - CH (de 10 à 300 μm) - Cu - Al.

Le rayonnement $K\alpha$ qui provient de la première couche d'aluminium (côté laser) est écranté par la couche de Ti (Cu). Ce type de cibles permet d'étudier le signal X et XUV associé au transport des électrons rapides dans un milieu de propagation initialement conducteur ou isolant, en fonction de son épaisseur. Nous avons toujours une couche d'aluminium côté laser afin de conserver les mêmes conditions d'interaction du faisceau principal quelque soit la cible utilisée.

- Cibles à cavité (d). Le but était d'étudier la propagation des électrons rapides dans un milieu préionisé, de température connue élevée ($> 100\text{eV}$). On renvoie le lecteur à la fin de ce chapitre pour une description plus détaillée.

4.2.4 Mécanismes de génération du rayonnement $K\alpha$

La connaissance des mécanismes de génération du rayonnement $K\alpha$ est fondamentale pour remonter du signal mesuré au flux d'électrons rapides qui l'a produit. Comme on l'a vu dans le deuxième chapitre, les électrons rapides subissent, pendant leur propagation dans la matière, de très nombreuses collisions avec les atomes. Lors de ces collisions, les électrons transfèrent une fraction de leur énergie cinétique aux atomes du milieu par différents mécanismes (ionisation, excitation, freinage radiatif etc.).

Parmi ces mécanismes, on considère en particulier l'ionisation collisionnelle de la couche K (nombre quantique principal = 1) : si l'électron incident a une énergie supérieure au seuil d'ionisation de la couche K, il peut arracher un électron à cette couche. L'atome se retrouve, en raison de la lacune créée, dans un état instable. Il se stabilise ensuite, lorsqu'un électron des couches externes comble cette lacune. L'énergie de liaison libérée dans ce processus est émise sous forme de photon X (désexcitation radiative) ou transférée à un autre électron atomique qui est expulsé de l'atome (effet Auger). Cette énergie dépend de la transition effectuée par l'électron. La figure 4.9 montre les transitions les plus probables.

Nous nous sommes intéressés à la transition $K\alpha$ ($2p \rightarrow 1s$) qui est la plus probable et donne donc lieu à l'émission la plus intense. Par contre, l'électron Auger n'a pas une énergie suffisante pour ioniser de nouveau la couche K et pour contribuer à une émission radiative. Par ailleurs, dans le cas d'une cible multicouche, les photons $K\alpha$ émis par une couche peuvent ioniser les atomes d'une couche de nombre atomique inférieur (photoionisation ou photopompage K). Il en résulte une émission de photons $K\alpha$ secondaires qui se rajoute à celle qui est générée directement par les électrons rapides. Dans nos conditions expérimentales, on peut se retrouver dans un cas où cette contribution n'est pas totalement négligeable (photoionisation de la couche d'aluminium par les photons $K\alpha$ issus de la couche de cuivre). Nous considérons en détail l'influence de cet effet au début du chapitre 5. Notons cependant que la photoionisation n'affecte pas la détermination du chauffage, qui est liée au rapport d'intensité des différentes raies $K\alpha$ décalées et non pas à la valeur absolue de leur intensité.

La probabilité pour qu'un électron d'énergie cinétique E arrache un électron de la couche K (dont l'énergie de liaison vaut E_K) dépend de la section efficace d'ionisation en couche interne (K,L,M,...). Celle-ci a été obtenue dans la version la plus simple par Bethe [Bethe30] suivant :

$$\sigma_K = \frac{\pi e^4}{EE_K} 2b_K \ln \frac{4E}{c_K E_K} \quad (4.3)$$

où b_K et c_K sont deux paramètres qui dépendent du matériau déterminés empiriquement. Dans l'analyse, nous avons utilisé une autre formule, [Kolbenstvedt67], qui traite correctement le cas des électrons relativistes. Ici deux termes contribuent à la section efficace suivant que le paramètre d'impact de l'électron incident b est plus grand ou plus petit que le rayon moyen de la couche K.

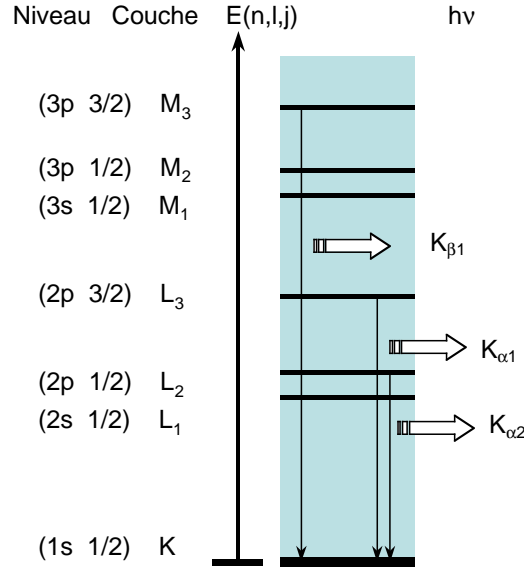


FIG. 4.9 – Schéma des transitions de désexcitation radiative d'un atome une fois ionisé en couche K. Un électron d'une couche supérieure comble la lacune avec l'émission d'un photon d'énergie correspondant à la transition. La transition $K\alpha$ est la plus probable.

$$\sigma_K = \sigma(b > a) + \sigma(a < b) \quad (4.4)$$

$$\sigma(b > a) = \frac{0.275(E+1)^2}{IE(E+2)} \left(\ln \frac{1.19E(E+2)}{I} - \frac{E(E+2)}{(E+1)^2} \right) \quad (4.5)$$

$$\sigma(b < a) = \frac{0.99(E+1)^2}{IE(E+2)} \left(1 - \frac{I}{E} \left(1 - \frac{E^2}{2(E+1)^2} + \frac{2E+1}{(E+1)^2} \ln \frac{E}{I} \right) \right) \quad (4.6)$$

La section efficace est en *barns*, E énergie cinétique de l'électron et I énergie d'ionisation de la couche K sont en unités de mc^2 . Comme on peut le voir dans la figure 4.10, la section efficace atteint un maximum pour des énergies électroniques légèrement supérieures à l'énergie de liaison de la couche et décroît ensuite très rapidement. Le signal $K\alpha$ sera donc sensible surtout à la partie basse énergie de la distribution électronique. Ensuite, la probabilité pour que la désexcitation de l'atome ionisé soit radiative est donnée par le rendement de fluorescence W_K (figure 4.11), qui est une fonction du numéro atomique Z :

$$W_K = \frac{Z^4}{Z^4 + 1.12 \times 10^6} \quad (4.7)$$

En général, le nombre de photons $K\alpha$ émis par une couche d'épaisseur dx d'un matériau soumis à un flux uniforme d'électrons rapides d'énergie E , est donné par :

Matériau	$E_K(\text{keV})$	$K\alpha(\text{keV})$	$W_K \%$
Al($Z = 13$)	1.559	1.487	2.478
Ti($Z = 22$)	4.966	4.511	17.247
Cu($Z = 29$)	8.979	8.048	38.622

TAB. 4.1 – Energie de liaison en couche K , énergie de raie et rendement de fluorescence des $K\alpha$ étudiés dans les expériences.

$$N_{ph} = n_{hot}(E)\sigma_K(E)W_K n_i dx \quad (4.8)$$

où $n_{hot}(E)$ est le nombre total d'électrons incidents sur la couche, n_i la densité atomique du milieu considéré. L'émission $K\alpha$ est isotrope et la formule donne la valeur totale dans $\Omega = 4\pi$. On peut résumer les paramètres qui nous intéressent dans le tableau 4.1.

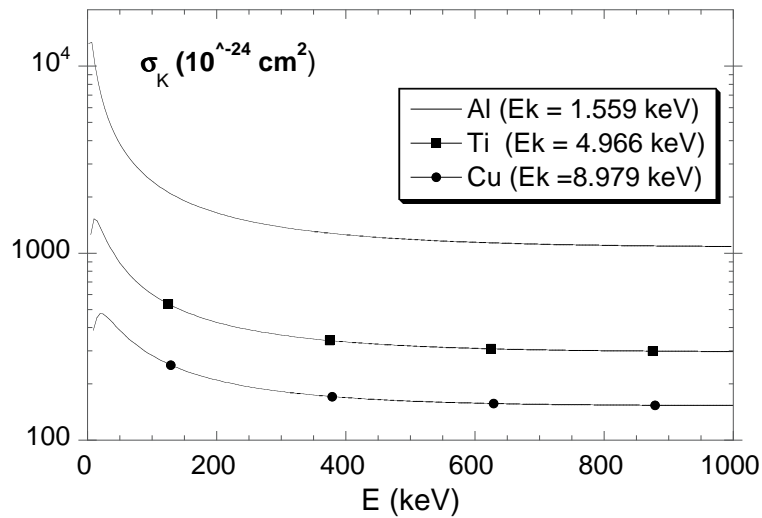


FIG. 4.10 – Section efficace d'ionisation d'un électron de la couche K par impact électronique en fonction de l'énergie cinétique de l'électron incident, pour les trois matériaux constituant les couches fluorescentes de nos expériences.

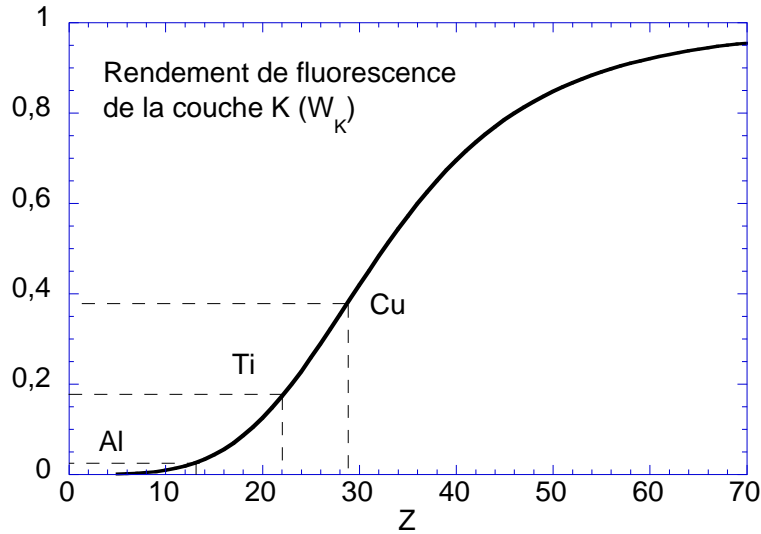


FIG. 4.11 – Rendement de fluorescence d'un atome ionisé en couche K en fonction du nombre atomique Z . Les trois cas qui nous intéressent (Al, Ti et Cu) sont indiqués.

4.2.5 Décalage spectral de la raie $K\alpha$

Dans la description que nous avons faite de l'émission $K\alpha$, nous avons considéré que l'atome-cible était initialement isolé et non ionisé¹. On suppose maintenant que l'atome est initialement dans un état ionisé, où un ou plusieurs électrons des couches les plus externes ont été arrachés par collision. Dans ce cas l'écrantage du champ coulombien du noyau est réduit par rapport au cas d'un atome neutre et, par conséquent, les électrons sont plus fortement liés. Dans ces conditions, la transition de désexcitation radiative qui suit l'ionisation en couche K sera plus énergétique et le photon $K\alpha$ émis sera décalé vers une plus petite longueur d'onde. Ce décalage n'est pas continu : pour chaque état d'ionisation la raie $K\alpha$ possède une position spectrale bien définie. Plus l'ionisation du milieu est importante, plus les raies sont décalées.

A partir de l'état d'ionisation, il est possible en principe de remonter à une estimation de la température et de l'énergie déposée par les électrons rapides. Plus exactement, pour un volume de matière uniformément chauffé et un flux d'électrons donnés, les intensités relatives des raies décalées sont en première approximation proportionnelles aux fractions ioniques correspondantes. La section efficace d'ionisation en couche K et le rendement de fluorescence dépendent à leur tour de l'état d'ionisation initial de l'atome (par le potentiel d'ionisation en couche K). Cette dépendance est faible et introduit une correction négligeable, ce qui est surtout vrai pour un milieu peu ionisé, comme c'est le cas dans nos conditions expérimentales.

Le calcul du décalage spectral est un problème complexe qui implique la résolution de l'équation de Schrödinger pour l'atome-cible. Nous avons utilisé les résultats de

¹Notons que l'aluminium dans son état métallique présente 3 électrons libres.

L.L. House [House69] qui ont été obtenus grâce à la résolution numérique du système de Hartree-Fock décrivant les interactions dans l'ion considéré. Les longueurs d'onde des raies décalées ainsi calculées ont été ensuite corrigées sur la base des données expérimentales disponibles. Le cas de l'aluminium qui nous intéresse est représenté dans la figure 4.12.

L'ionisation (axe des abscisses) correspond au nombre d'électrons manquant au moment de la désexcitation radiative $K\alpha$ (y compris l'électron arraché par l'électron incident). Dans son état initial, avant ionisation de la couche K, l'atome aura donc un électron de plus. Par exemple, la première raie chaude qui peut être aisément distinguée correspond à l'état 5+ au moment de la transition ("oxygen-like", $1s2s^22p^5 \rightarrow 1s^22s^22p^4$). Cette raie correspond donc à un état d'ionisation initial 4+ ($1s^22s^22p^5$), i.e. quatre électrons manquants, qui est l'état résultant du chauffage. Cette remarque est nécessaire pour pouvoir parler sans ambiguïté, comme nous le ferons dans la suite, des *raies décalées* 5+ et 6+, correspondant aux *états ioniques initiaux* 4+ et 5+.

On observe également que le décalage spectral est de l'ordre de $70m\text{\AA}$, qui correspond à $\lambda/\Delta\lambda \approx 120$. Ce décalage est par conséquent assez facile à résoudre avec un spectromètre à cristal, dont la résolution est typiquement > 500 .

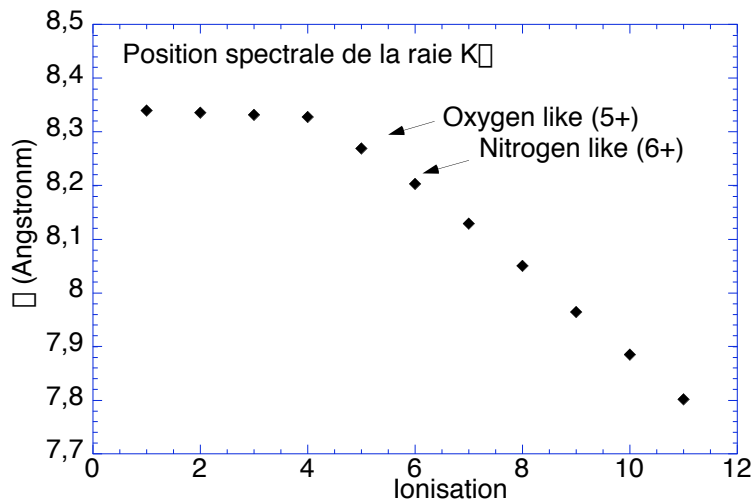


FIG. 4.12 – Position spectrale de la raie $K\alpha$ de l'aluminium en fonction de l'état d'ionisation au moment de la désexcitation radiative.

Angle d'obs.	$(ph/J/sterad)$ à 500 keV	$(ph/J/sterad)$ à 400 keV
0	1.76×10^9	2.08×10^9
45	1.31×10^9	1.53×10^9

TAB. 4.2 – Rendements d'émission $K\alpha$ calculés avec le code Monte Carlo PROPEL, pour choisir les paramètres du spectromètre.

4.3 Spectromètre de Bragg à cristal conique

4.3.1 But et contraintes de la mesure

Le but de la mesure était de détecter les raies $K\alpha$ décalées spectralement provenant de la couche fluorescente d'aluminium, située à l'arrière de la cible. Pour le niveau d'ionisation auquel nous nous attendions sur la base des études précédentes (T de l'ordre de quelques dizaines d'eV), les raies pouvaient *a priori* être très faibles, en raison de la taille limitée de la région chauffée par rapport à la taille du faisceau d'électrons. Il s'est donc avéré nécessaire de concevoir et réaliser un spectromètre adapté à la détection d'un tel signal dans nos expériences. Nous avons d'abord estimé l'intensité du signal $K\alpha$ à détecter, pour choisir le type de spectromètre le plus approprié. A l'aide du code Monte Carlo PropEl [Gremillet99] nous avons calculé l'ordre de grandeur du nombre total de photons $K\alpha$ en sortie de la couche fluorescente d'aluminium, dans les conditions atteintes dans nos expériences. Plus particulièrement, nous avons choisi comme source d'électrons rapides celle qui reproduisait les résultats d'émission $K\alpha$ obtenus auparavant dans les mêmes conditions d'interaction [Pisani00a]. Nous avons considéré une cible épaisse, qui représente le cas le plus défavorable : Al ($100\mu m$) - Ti ($20\mu m$) - Al ($15\mu m$), une distribution maxwellienne 1D avec une température caractéristique de 400 et 500 keV pour les électrons rapides. Le nombre de photons, normalisé à l'angle solide et à l'énergie totale des électrons rapides injectés (typiquement quelques J dans nos conditions), est donné dans le tableau 4.2.

A partir de ces résultats (\geq quelques $10^9 ph/sterad$) et en prenant des valeurs raisonnables pour l'angle solide, la réflectivité du cristal, on s'aperçoit que très peu de photons ($\sim 10^4$) peuvent atteindre le détecteur. L'intensité des raies décalées est *a priori* encore plus faible. Pour collecter un signal aussi faible, j'ai été amené à concevoir un spectromètre focalisant, ayant une luminosité élevée.

Notre choix s'est orienté naturellement sur un cristal courbe mais dans une géométrie peu habituelle. Contrairement à la géométrie plane usuelle, le cristal tronconique focalise spatialement le spectre, ce qui peut augmenter la luminosité de 2 – 3 ordres de grandeurs. Si on le compare au cas souvent utilisé (géométrie cylindrique Van Hamos), le spectre est moins dispersé, ce qui augmente la luminosité potentielle. Par ailleurs, dans notre cas, une grande dispersion n'était pas nécessaire, en raison du décalage spectral important entre les différentes raies à étudier ($> 50 m\text{\AA}$). Enfin, nous avons

choisi cette géométrie plutôt que le celle toroïdale (utilisé par le passé[Pisani99]), en raison de sa plus grande facilité à être courbée, compte tenu des rayons de focalisation requis par nos conditions expérimentales.

4.3.2 Principe de fonctionnement du cristal conique

La géométrie conique [Hall84] dérive de la géométrie Van Hamos, où un cristal à courbure cylindrique forme une image d'un point source (polychromatique) sur une ligne focale située sur l'axe du cylindre, parallèle à la surface du cristal. Par contre, si la surface du cristal est courbée en forme de cône, la ligne focale devient orthogonale à l'axe et se situe dans un plan vertical (parallèle à y dans la figure 4.13). Ce plan contient l'apex du cône et est orthogonal à la ligne nodale². Il est possible d'expliquer de manière simple le mécanisme de focalisation en utilisant un modèle analytique dérivé de l'optique géométrique (approximation paraxiale).

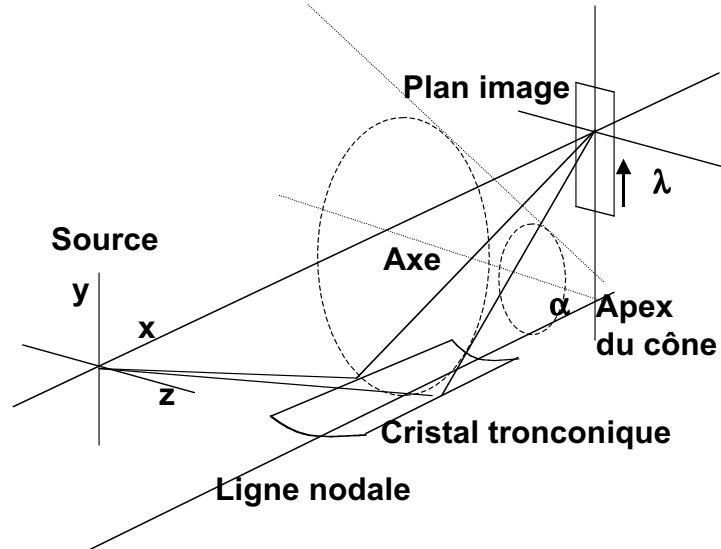


FIG. 4.13 – Schéma du spectromètre à cristal tronconique. Le point source se situe à l'origine des axes. Le spectre est focalisé sur une ligne verticale dans le plan image.

Le spectromètre conique peut être traité localement comme cylindrique, avec un rayon de courbure qui décroît en s'approchant du plan image. Nous utilisons alors la formule du miroir cylindrique :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{2 \sin \theta_c}{r} \quad (4.9)$$

qui peut être réécrite de la façon suivante (voir la figure 4.14) :

²une ligne tracée sur la surface du cône, passant par son apex et parallèle à l'axe du spectromètre (voir figure 4.13).

$$r(x_c) = -2\frac{y_c}{L}(L - x_c) \quad (4.10)$$

où $r(x_c)$ est le rayon de courbure local du cristal, L et x_c sont, respectivement, la distance source-détecteur et l'abscisse du rayon réfléchi. Si on fixe un angle de Bragg incident (θ) pour lequel la focalisation est optimum (θ_c), on a donc $x_c = L/2$ (la distance source-cristal est égale à celle cristal-détecteur). Le rayon de courbure r vaut y_c et l'angle de demi-ouverture du cône α qui en résulte, est exactement égal à θ_c , comme cela est montré dans la figure 4.14. Cela implique que pour un angle d'incidence donné, il existe une condition de focalisation optimale qui détermine la position de la source, la position et l'ouverture du cône, comme c'est le cas pour le rayon central dans la figure 4.14. Du point de vue spectral, la géométrie conique se comporte de façon identique au cas du cristal plan, puisque il n'y a pas de courbure suivant l'axe spectral.

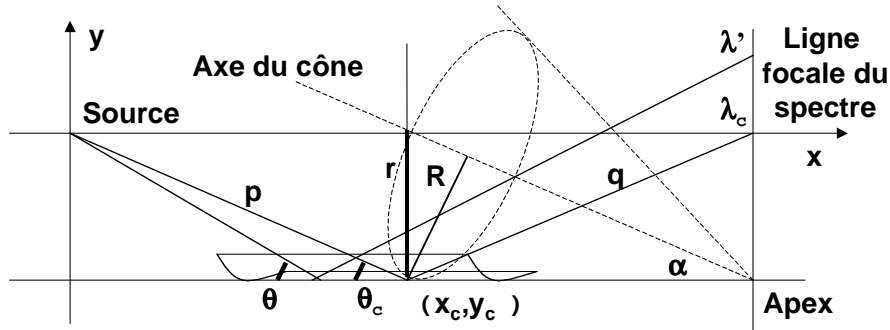


FIG. 4.14 – Schéma (plan $x - y$) du mécanisme de focalisation du spectromètre conique. La source est située à l'origine des axes, L est la distance entre la source et le plan image, (x_c, y_c, z_c) est le point d'incidence, p et q sont les rayons incident et réfléchi, R et r sont les rayons de courbure locaux réel et approché. Deux rayons sont montrés ; celui qui est incident au centre correspond (en x_c, y_c) à la meilleure focalisation.

Cependant cette description est approximative, puisque le rayon de courbure r ne coïncide pas exactement avec le vrai rayon R de la surface conique. Cela a deux conséquences sur le comportement des rayons les plus obliques (ceux qui arrivent avec une incidence $z \neq 0$) : (a) ces rayons produisent une aberration sphérique, qui élargit la taille transverse de l'image, en réduisant la focalisation ; (b) des rayons qui correspondent à la même longueur d'onde ne sont pas focalisés sur le même point (y_i, z_i) sur le plan image, ce qui réduit la résolution spectrale. Ces effets restent négligeables à condition que le cristal ne soit pas très large.

4.3.3 Paramètres du spectromètre

Puisque une description analytique exacte s'avère impossible, nous avons développé un programme de tracé de rayons 3D dans le but d'étudier la focalisation et la

résolution spectrale du spectromètre et d'en choisir les paramètres. Le choix de ceux-ci a été imposé par les contraintes suivantes :

- Le domaine de longueurs d'onde auquel nous étions intéressés correspond aux raies $K\alpha$ et $He\alpha$ de l'aluminium, c'est à dire $7 - 8.5\text{\AA}$.
- En raison du faible signal à détecter, il était nécessaire d'avoir en même temps une réflectivité intégrée élevée, une grande surface et un positionnement proche de la cible, pour maximiser la collection de photons. Cela implique un petit rayon de courbure, qui ne peut être réalisé pour un grand nombre de matériaux, en raison de leur mauvaise réponse aux contraintes mécaniques.

Pour satisfaire les critères cités ci-dessus, nous avons choisi un cristal de phthalate acide de potassium (KAP, $2d = 26.64\text{\AA}$), de longueur 7cm et de largeur 4cm . Le choix de la largeur du cristal dépend de la focalisation et sera discuté par la suite, tandis que sa longueur est fixée uniquement par l'intervalle spectral de détection souhaité. Nous avons fixé la distance cible-cristal à 310mm , valeur qui permet d'avoir un rayon de courbure suffisamment grand pour ne pas endommager le cristal et est compatible avec la taille limitée de l'enceinte d'interaction. Nous avons choisi la longueur d'onde à optimiser $\lambda = 8\text{\AA}$, valeur qui tombe au milieu des raies $K\alpha$ décalées de l'aluminium. Tous les autres paramètres deviennent alors fixés. En particulier, la demi-ouverture du cône vaut $\theta = 17.48$ degrés, la distance source-détecteur L vaut 620mm , les rayons de courbure inférieurs et supérieurs valent 93.12mm et 78.34mm respectivement. La réflectivité intégrée du KAP a été mesurée avec un générateur des rayons X, comme cela sera décrit au paragraphe 4.3.5.

A l'aide du code de tracé de rayons, nous avons étudié la courbe de dispersion, la focalisation ainsi que la tolérance aux erreurs d'alignement. Dans la figure 4.15, nous présentons deux "surfaces focales" calculées avec le code, obtenues en divisant la surface du cristal en petits rectangles. Chaque nœud correspond à un rayon réfléchi, qui correspond à son tour à un point sur le plan image et à une longueur d'onde. C'est le lieu géométrique de ces points du plan image et des longueurs d'onde correspondantes, qui est représenté dans la figure 4.15.

Le code prévoit que les rayons réfléchis par la partie centrale du cristal sont focalisés dans un pic (spatial) étroit. Ceux qui sont réfléchis par les bords tombent dans deux bandes latérales peu lumineuses en dehors du pic. Avec une légère rotation du cristal autour de la direction z , il est possible de replier la surface focale, ce qui élargit le pic mais permet en même temps de mieux collecter les photons réfléchis par les bords (à droite dans la figure 4.15). Le spectromètre a été utilisé dans une configuration proche de celle-ci. Dans ce cas, la taille de la ligne focale (sur l'axe z_i) vaut $\approx 500\mu\text{m}$ ($\approx 250\mu\text{m}$ pour la région centrale la plus lumineuse).

La largeur du cristal affecte la focalisation : puisque la taille du foyer et l'angle solide augmentent avec la largeur du cristal ($2z_c$), nous avons choisi une condition optimum ($z_c/L = 0.03$ qui donne une largeur $2z_c = 4\text{cm}$). Comme il est montré dans la figure 4.16, pour $z_c/L < 0.03$ la taille spatiale (normalisée) de l'image $\Delta z_i/L$ reste

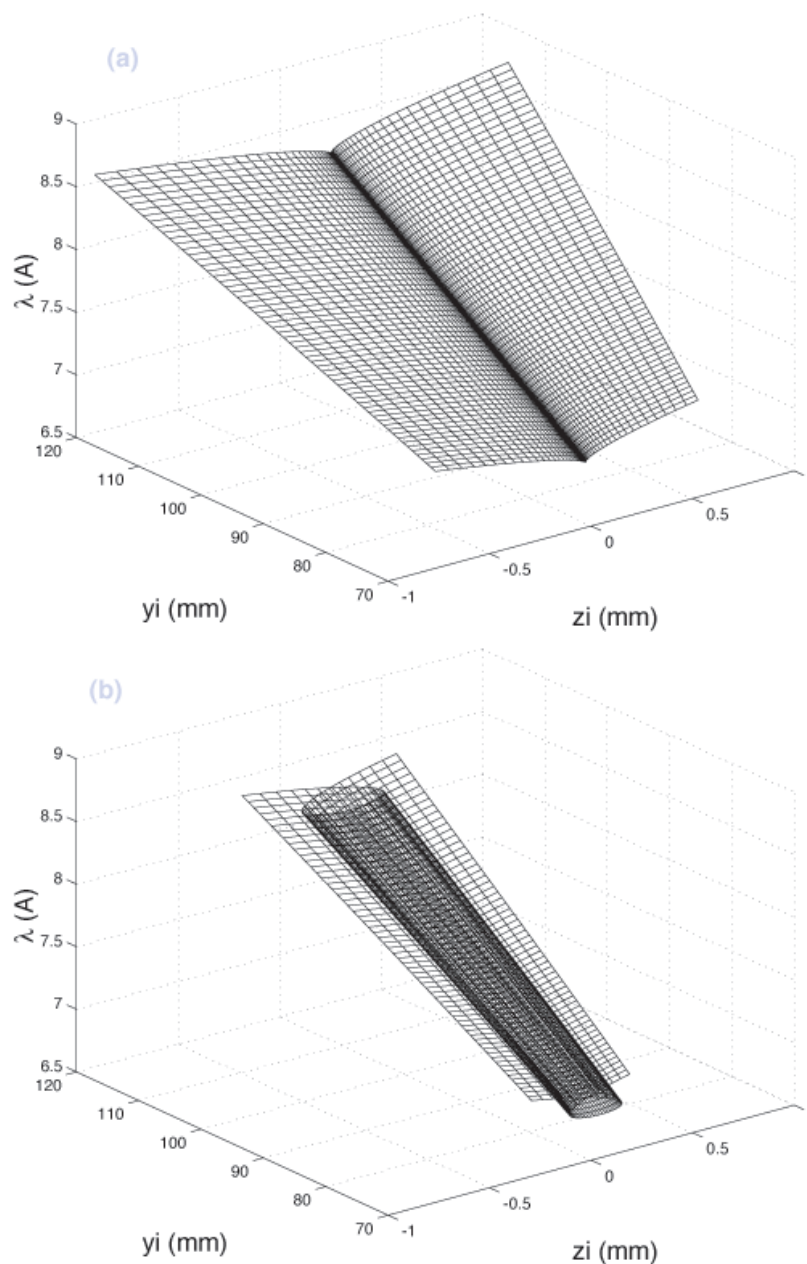


FIG. 4.15 – (a et b) Simulation 3D du cristal conique : λ est tracée en fonction de la grille de focalisation (qui représente l'ensemble des rayons réfléchis par le cristal). (a) foyer théorique. (b) configuration "repliée" permettant le maximum de collection de photons. Le spectromètre a été utilisé dans une configuration proche de celle de droite.

en dessous de 10^{-3} , qui correspond à $620\mu m$. Par ailleurs, la taille spectrale de l'image (pour une source monochromatique à 8 \AA) reste plus ou moins constante et $< 10^{-4}$ jusqu'à $z_c/L \approx 0.05$.

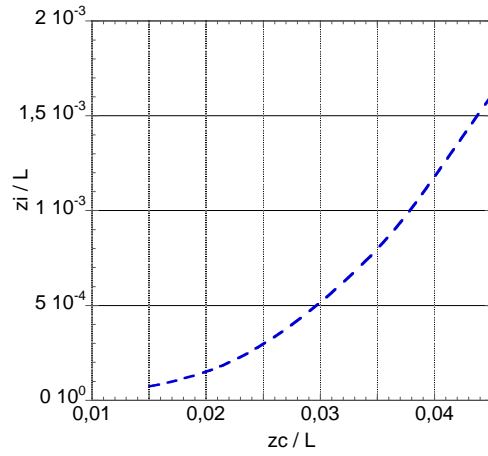


FIG. 4.16 – Taille spatiale de l'image d'un point source monochromatique (à 8 \AA) obtenue avec le cristal conique, dans la configuration expérimentale (repliée). La taille est normalisée sur la distance source-détecteur L .

La valeur moyenne de la dispersion vaut (figure 4.17) $\Delta x / \Delta \lambda = 26.6\text{ mm}/\text{\AA}$, qui donne 40 mm sur le plan de détection pour l'intervalle spectral qui nous intéresse. Un cristal cylindrique équivalent disperserait le spectre sur plus de 100 mm .

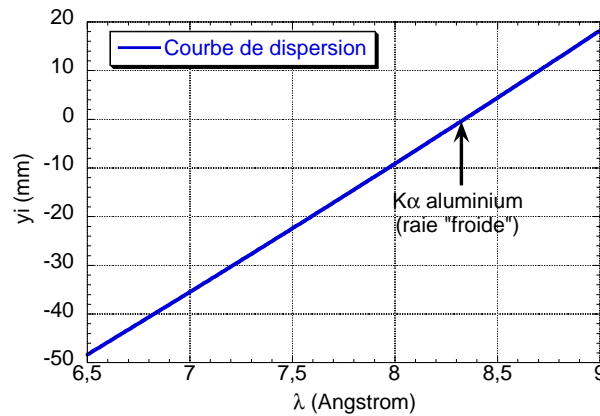


FIG. 4.17 – Courbe de dispersion du cristal obtenue avec le code. (Le zéro des ordonnées est placé en correspondance de la raie $K\alpha$ froide de l'aluminium.)

La résolution spectrale du système est donnée par les trois contributions suivantes :

- La résolution spectrale intrinsèque $(\lambda/\Delta\lambda)_{int}$, déterminée par les défauts du réseau cristallin, se situe dans l'intervalle 1000 – 2000 pour un cristal KAP plat.

A notre connaissance, il n'existe pas de valeurs fiables dans la littérature pour le cas du cristal courbé. Une forte courbure peut briser un certain nombre de liens atomiques, en raison de la compression/étirement du réseau, en particulier sur les bords, où des gradients de contraintes sont présents. Cela dégrade la résolution et la focalisation. Nous avons vérifié ce point expérimentalement : une valeur entre 500 et 1000 semble être plus raisonnable.

- Le détecteur (film Kodak DEF pour rayons X) ne limite pas la résolution spectrale : $(\lambda/\Delta\lambda)_{det} > 5000$, en raison de la bonne résolution spatiale du film (quelques microns).
- Le terme qui limite la résolution dans notre cas, comme pour tous les spectromètres qui ne focalisent pas suivant l'axe spectral, est dû à la taille finie de la source. Dans notre expérience le diamètre de la région d'émission est comprise entre $30\mu m$ et $200\mu m$. Dans ce dernier cas, moins favorable, on obtient que $(\lambda/\Delta\lambda)_{source} \approx 500$. Une telle résolution correspond à $\approx 15m\text{\AA}$, et peut donc être considéré comme une limite inférieure. Elle est néanmoins pleinement satisfaisante, car nous devons résoudre deux raies $K\alpha$ décalées de l'aluminium, dont la séparation en longueur d'onde est de $50 - 70m\text{\AA}$.

La luminosité totale de l'image dépend à la fois des résolutions spectrales et spatiale, comme nous venons de le voir. Pour la même source et distance source-cristal, le code de tracé de rayon prévoit une luminosité du spectromètre conique est 1000 fois plus élevée que celle d'un spectromètre plan équivalent.

La géométrie conique impose d'observer le plus scrupuleusement les paramètres prévus (angles et distances), ce qui nécessite une procédure d'alignement adéquate.

- Tout d'abord, une fibre optique monomode de $10\mu m$ de diamètre a été utilisée comme point source sur un banc optique séparé. Cette fibre, injectée par un laser He-Ne, émet de la lumière laser visible, qui se réfléchit sur le cristal et est focalisée sur une caméra CCD, située exactement sur le plan de détection (même position que le film). Elle est fixée au spectromètre à l'aide d'une platine cinématique, qui permet un positionnement précis d'une pièce mécanique par rapport à une autre, grâce à trois microsphères. Il est donc possible, grâce à cette platine, d'échanger le porte film (utilisé lors des tirs) avec la caméra d'alignement. Les positions relatives et les angles entre la source, le cristal et le détecteur (les trois points géométriques définissant le spectromètre) sont ajustés pour obtenir la meilleure position focale, c'est-à-dire la ligne focale plus étroite sur une longueur de $4cm$ qui correspond à l'intervalle spectral d'intérêt. Puisque la surface a la même courbure que les plans atomiques, les rayons X sont focalisés à priori au même endroit que la lumière visible.
- Puis, une fois les trois points réglés, le spectromètre *complet* est placé dans la chambre d'interaction et la pointe d'alignement (qui indique la position de la source) est positionnée au centre de l'enceinte grâce aux caméras d'alignement de la cible.

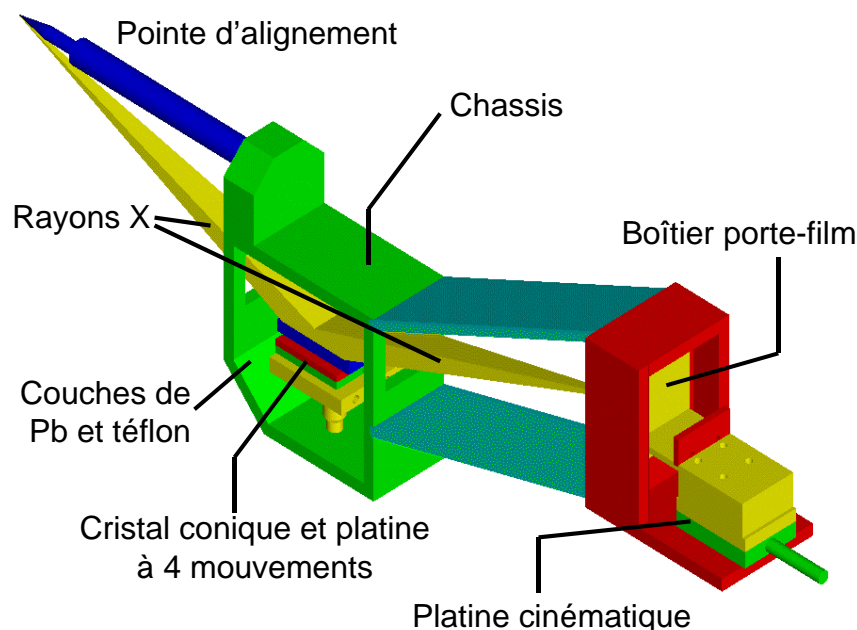


FIG. 4.18 – Schéma 3D du spectromètre. A gauche, la pointe d'alignement indique la position de la cible. Au centre, le cristal se trouve à l'intérieur du chassis, qui le protège du rayonnement parasite. A droite, le porte-film.

Un déplacement de la source dans la direction z (axe transverse horizontal, voir fig. 4.13) produit une image inversée sur le plan du détecteur mais ne varie pas la taille de l'image. L'axe longitudinal (x) est associé à la profondeur de champ du cristal et un déplacement jusqu'à quelques millimètres ne produit qu'une variation de taille négligeable. En revanche, une augmentation importante de la taille se produit lors d'un déplacement selon y (axe transverse vertical) de l'ordre du millimètre, puisque il équivaut à un changement de l'angle d'attaque : une source de taille finie en y produit donc une perte de résolution spectrale mais aussi de focalisation. Le réglage qui s'est révélé le plus sensible est donc l'angle du cristal autour de l'axe z : une rotation de 1 degré augmente la taille de l'image d'un facteur 3 – 4. Ces essais, comme d'ailleurs les simulations, montrent donc que le cristal conique nécessite un alignement précis, puisque il ne marche correctement que dans une *seule* configuration géométrique, d'où l'exigence d'une procédure fiable.

Nous avons conçu un chassis spécial abritant le cristal et le détecteur pour :

- simplifier l'alignement grâce à des réglages *indépendants* pour le cristal, le détecteur et l'ensemble du spectromètre (fig. 4.18) ;
- écranter le détecteur des particules rapides éjectées de la cible et des rayons X parasites qu'elles peuvent produire par bremsstrahlung sur les surfaces métalliques entourant la cible. Ce problème s'avère particulièrement important dans les expériences avec les impulsion ultra-intenses.

Deux couches de plomb et de téflon ont été utilisées pour recouvrir toutes les surfaces internes du spectromètre, ainsi qu'un cône de protection de téflon avec un couple d'aimant (xkG) pour la fenêtre d'entrée. Celle-ci était protégée des débris de la cible par un filtre de $8\mu m$ de polypropylène.

Comme détecteur nous avons adopté le Direct Exposure Film (DEF) de Kodak, un film photographique à double émulsion adapté aux rayons X. Le film était contenu dans un boîtier monté sur une platine kinématique, de telle sorte que l'on pouvait l'extraire et remettre en place à chaque tir sans désaligner le spectromètre. Une vérification de la position de la pointe d'alignement était effectuée avant chaque tir au RAL, où l'enceinte était ouverte chaque fois. Le film était protégé de la lumière visible par un filtre de béryllium de $25\mu m$ d'épaisseur. Le choix d'un film au lieu d'une caméra CCD se justifie par le risque d'endommagement de l'électronique, en raison du rayonnement électromagnétique associé au courant électronique impulsé qui s'établit dans la cible lors du tir.

Grâce à l'écrantage décrit auparavant, nous avons obtenu un très bon rapport signal/bruit : nous avons notamment réduit le bruit total au niveau du bruit du développement du film (dans les parties non exposées).

4.3.4 Essai de focalisation

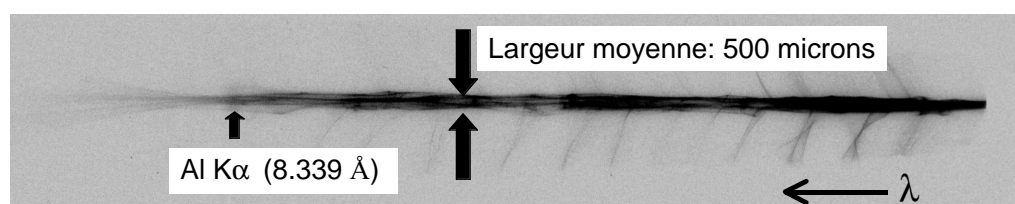


FIG. 4.19 – Essai de focalisation sur une cible d'aluminium ($10\mu m$). La largeur moyenne de la ligne focale est de $500\mu m$, avec un pic central plus intense de $250\mu m$.

La figure 4.19 montre le spectre obtenu lors d'un tir d'essai sur une cible mince d'aluminium $10\mu m$. Les photons sont focalisés sur une ligne focale étroite ($\approx 500\mu m$) telle qu'elle était prévue par le code de tracé de rayons. Près des raies spectrales les plus intenses on peut apercevoir deux bandes latérales dues aux rayons obliques. Les lignes longitudinales irrégulières qui se superposent au foyer central ($\approx 300\mu m$) sont dues aux défauts localisés sur les bords du cristal, comme on l'a vérifié en bloquant les rayons les plus externes.

4.3.5 Dépouillement des spectres

Nous avons développé les films avec des produits standards, ensuite nous les avons digitalisés avec un photodensitomètre à diffusion (Eurocore Hiscan) ayant une résolution

Raie d'intérêt	$E_{source}(keV)$	Ordre	Réfectivité intégrée (mrad)
Al	1709	1	0.1 – 0.2
Cu	8146	5	0.004 – 0.01

TAB. 4.3 – Réfectivité intégrée du cristal KAP tronconique, calibrée avec une source X (cathode de tantale).

de $25\mu m/px$. Le photodensitomètre, calibré avec des densités-échelon, fournit pour chaque pixel une valeur codée en 16 bit liée à la densité optique du film ($D = \log(1/T)$ où T est la transmission) par une loi de calibration approximativement linéaire :

$$D_{0.25} = -0.047482 + 6.0753 \times 10^{-4} \frac{s_{16}}{0.016} + 5.0557 \times 10^{-8} \left(\frac{s_{16}}{0.016} \right)^2 \quad (4.11)$$

où s_{16} est le nombre de coups sur un pixel. La procédure de dépouillement des spectres impose de soustraire le bruit de fond qui est dû à deux sources :

- Le bruit intrinsèque ("fog") du film qui ne correspond à aucun flux de photons et qui est présent dans les parties non-exposées du film. Il est normalement constant si les conditions de développement (temps et qualité des produits) ne varient pas d'un tir à l'autre.
- Le bruit dû à la fluorescence qui est présent uniquement dans les parties exposées du film. L'écrantage du cristal a permis de réduire fortement cette contribution et de la rendre petite par rapport au bruit intrinsèque.

La fluence des photons sur le film (nombre de photons par unité de surface) peut être ensuite calculé en utilisant la formule de calibration du film DEF proposée par Henke [Henke86], qui tient compte des mécanismes d'absorption des photons dans l'émulsion et dans le substrat de plastique. Pour des valeurs de la densité optique loines de la saturation, comme c'est le cas dans nos expériences, la formule de Henke est approximativement linéaire. Dans la figure 4.20 nous présentons la courbe de calibration totale, tenant compte de la réponse du film et du densitomètre, en fonction du nombre net de coups (après soustraction du "fog"). A partir de la fluence ainsi calculée, on peut remonter aux nombre de photons par unité d'angle solide émis par la cible, compte tenu de la transmission des filtres de béryllium ($25\mu m$) et de polypropylène ($8\mu m$) et de la réfectivité du cristal.

La réfectivité intégrée du cristal en fonction de la longueur d'onde des photons incidents a été mesurée en utilisant une source X au CEA-Bruyères-le-Châtel ³ (cathode de tantale, énergie $\leq 10keV$). Les valeurs sont données dans le tableau 4.3.

³C. Reverdin, communication privée.

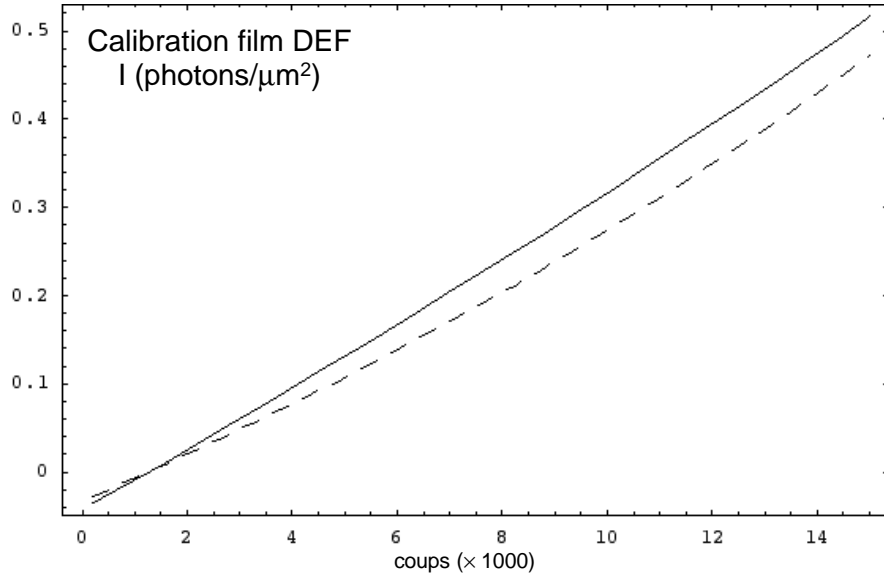


FIG. 4.20 – Courbe de calibration du film Kodak DEF selon le modèle de Henke. La courbe est donnée pour les longueurs d'onde de la raie $K\alpha$ du cuivre (continu) et de l'aluminium (tirets), en fonction du nombre de coups .

Le nombre de photons réfléchis par le cristal en fonction du nombre de photons incidents par unité d'angle solide est donné, dans notre cas, par la formule suivante[Burek76] :

$$N_{ref} = N_{inc}(ph/sterad) \times \Omega_{eff}(sterad) \approx N_{inc} \frac{RLb}{L^2} = N_{inc} \frac{Rb}{L} \quad (4.12)$$

où Ω_{eff} est l'angle solide efficace, soustendu par le cristal et dépendant de sa réflectivité absolue R , et b et L sont respectivement la largeur du cristal et la distance source-cristal (à la longueur d'onde de la raie calibrée). Dans notre cas, Ω_{eff} vaut $1.92417 \times 10^{-5} sterad$ ($K\alpha$ de l'aluminium) et $8.29364 \times 10^{-7} sterad$ ($K\alpha$ du cuivre).

4.4 Système d'imagerie monochromatique X- $K\alpha$

Un système d'imagerie monochromatique bidimensionnelle pour la raie $K\alpha$ du titane (ou cuivre) a été mis en place par nos collaborateurs du Lawrence Livermore National Laboratory (figure 4.21). L'intérêt de ce diagnostic réside en la possibilité d'obtenir une image bidimensionnelle des zones émissives de la couche fluorescente dans une fenêtre spectrale limitée ou, comme dans notre cas, de peu supérieure à la largeur spectrale de la raie d'intérêt. Le but était d'obtenir des images $K\alpha$ directement

liées à la distribution spatiale des électrons rapides traversant la couche fluorescente (figure 4.22). L'imagerie a été réalisée avec un cristal courbé sphériquement suivant la configuration FSSR-2D, qui sera brièvement décrite par la suite.

Le cristal était positionné à ~ 30 degrés par rapport à l'axe laser du côté arrière de la cible. Le signal détecté était intégré sur tout le temps d'émission, qui correspond au temps de transit des électrons rapides ($\leq 1 - 2ps$). Dans le plan méridional (ou de dispersion) l'angle d'incidence doit respecter la loi de Bragg :

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (4.13)$$

En même temps la position de la source et du détecteur doivent respecter l'équation du miroir sphérique suivante (approximation paraxiale) :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = -\frac{1}{f} = -\frac{2}{R} \quad (4.14)$$

où p, q et $R = 2f$ sont respectivement les distances source-cristal, cristal-détecteur et le rayon de courbure de la surface sphérique qui correspond au double de la longueur focale. Dans notre cas, ces paramètres valaient $p = 21.4cm$, $q = 169.9cm$ et $R = 2f = 38cm$. Cependant, l'angle d'incidence n'étant pas rigoureusement selon la normale au cristal, l'image en résulte légèrement astigmatique, effet qui augmente avec l'angle.

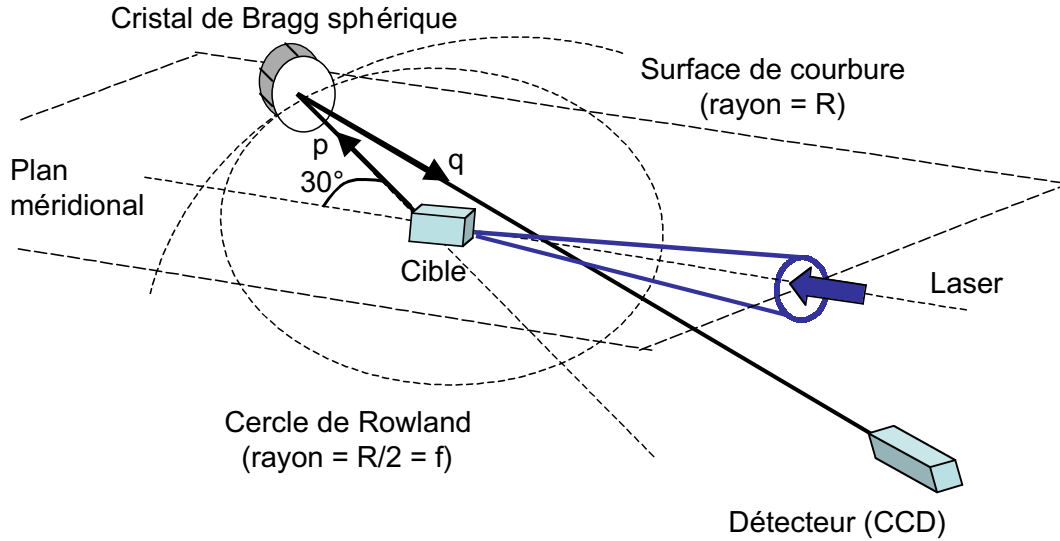


FIG. 4.21 – Schéma du diagnostic d'imagerie monochromatique $K\alpha$ de la couche de Ti (ou Cu). L'émission $K\alpha$ est imagée sur une caméra CCD, par un cristal courbé sphériquement, (configuration FSSR-2D).

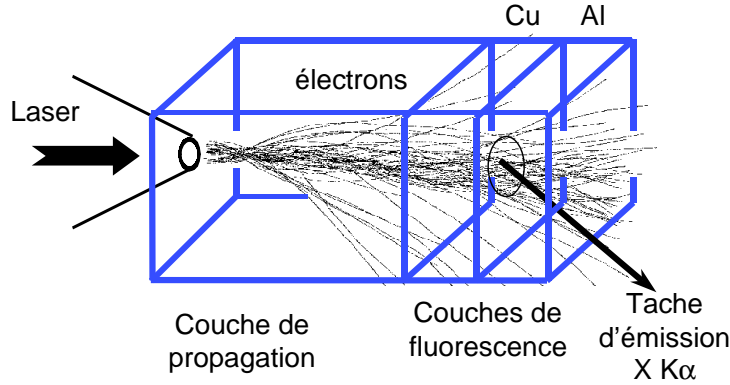


FIG. 4.22 – L'émission $K\alpha$ de la couche de titane (ou cuivre), imagée par le diagnostic, produite par le passage des électrons rapides.

Le choix des distances correspond à un grandissement $M \approx 8$ et suit la configuration dite FSSR-2D [Pikuz95, Brown96] : ici la source est située à l'intérieur du cercle de Rowland⁴. ($f < p < 2f = R$) tandis que le détecteur est à l'extérieur ($q > 2f = R$). La taille finie de la source (plusieurs dizaines de microns) limite la résolution spectrale et permet alors une imagerie monochromatique.

Pour obtenir une image 2D, il faut garantir la même résolution spatiale σ minimum à la fois sur les plans méridional et sagittal. Pour ce faire, l'ouverture du cristal doit être limitée : $\Omega_{cri} \leq L_{max}^2 \sin \theta / p^2$, ce qui correspond à une ouverture carrée de côté $L_{max} \approx M\sigma / (M+1)(1 - \sin \theta)$. La configuration FSSR-2D est typiquement utilisée pour ce type d'imagerie ainsi que, plus rarement, pour obtenir des spectres à haute résolution pour des sources de taille limitée ($< 10\mu m$) [Young98]. Les cristaux ont été choisis afin d'avoir un angle d'attaque quasi-normal sur le cristal (1 degré). De cette manière, il est possible de minimiser l'astigmatisme de l'imagerie (le diamètre du cercle de confusion minimum vaut $5.1\mu m$). En raison du petit angle de réflexion, le support mécanique de la cible doit être assez étroit pour permettre le passage des rayons réfléchis par le cristal vers le détecteur.

La même configuration géométrique a été utilisée pour les cristaux, imageant la raie $K\alpha$ du titane (expérience LULI) et celle du cuivre (expérience RAL). Le cristal était protégé des débris provenant de la cible par un filtre de béryllium ($15\mu m$). Le détecteur était une caméra CCD 16 bit refroidie de grande surface (4096×4096 pixels). La caméra était protégée par deux filtres, un de béryllium (pour arrêter la lumière visible) et un de cuivre (pour atténuer l'émission X de fluorescence et ainsi augmenter le rapport signal sur bruit). En outre, l'émission directe de la cible vers le détecteur était bloquée par un écran multicouche (plomb recouvert de téflon) fixé sur le bord du porte cible.

⁴Cercle tangent à la surface du cristal dont le diamètre est égal au rayon de courbure. Tous les rayons en sortie d'un point du cercle de Rowland sont monochromatiquement imagés par le cristal sur un deuxième point du même cercle.

La réponse du diagnostic (réflectivité intégrée du cristal et efficacité de la caméra) ont été préalablement calibrées à l'aide d'une source X.

L'alignement du cristal est effectué à l'aide d'une fibre optique monomode de $15\mu m$ de diamètre positionnée au centre de l'enceinte. La procédure suivie consistait à minimiser la taille de l'image de la fibre enregistrée par la caméra CCD et à la rendre bien circulaire, en agissant sur la position et les angles du cristal. La résolution spatiale du système a été calculée et puis vérifiée à l'aide de cibles spécifiques, notamment contenant une grille ou un microtrou de dimensions connues. La résolution était $\sim 10\mu m$. Nous ne rentrons pas dans les détails du fonctionnement de l'imagerie et renvoyons le lecteur à des publications exhaustives sur ce sujet, [Koch98a] et [Pikuz95].

4.5 Système d'imagerie XUV de l'émission en face arrière

Comme nous l'avons mis en évidence dans le chapitre précédant, la température associée au chauffage par les électrons rapides est à priori supérieure à $10 - 20 eV$. Par conséquent, pour ce niveau de chauffage, l'émissivité est bien plus sensible à la température dans le domaine XUV que dans le visible (typiquement le maximum de la planckienne se situe à $3T_e$). C'est pourquoi, afin d'affiner les mesures effectuées dans le visible, un système d'imagerie XUV a été mis en place pour détecter l'émission de la face arrière de la cible à la longueur d'onde $\approx 18 nm$ ($\approx 70 eV$). Le système, développé par l'équipe du LLNL, permettait de faire une image $2D$ intégrée dans le temps de la tache d'émission. Le but était d'estimer la température de la surface en supposant une émission planckienne, comme nous l'avons fait pour le domaine optique. Nous avons tracé la fonction d'émissivité de Planck pour $\lambda = 18$ et $610 nm$ respectivement (figure 4.23).

L'image de la cible est réalisée à l'aide d'un miroir diélectrique XUV à courbure sphérique utilisé exactement dans la même configuration géométrique ($f < p < 2f = R$ et $q \gg 2f$) que le système d'imagerie X, que l'on vient de décrire. Cela permet alors de simplifier la procédure d'alignement des deux diagnostics. Dans le cas du miroir XUV, les distances source-miroir et miroir détecteur valent $p = 12.63 cm$ et $q = 270.3 cm$ et le rayon de courbure du miroir $R = 2f = 24.13 cm$. Le miroir était positionné donc à $12.63 cm$ de l'arrière de la cible à un angle de 25 degrés par rapport à l'axe laser. L'angle d'incidence du rayonnement émis par la face arrière était de un degré et le grandissement $G \approx 21$. En raison de la distance cristal-détecteur importante ($> 2m$) et de la place limitée autour de l'enceinte pour placer une si longue extension sous vide, un deuxième miroir XUV plat a été utilisé pour renvoyer l'image vers le détecteur (une caméra CCD 16 bit 4096×4096 refroidie), comme nous pouvons le voir dans le schéma de figure 4.6. La résolution spatiale était de l'ordre de $5\mu m$. Les deux miroirs et la caméra CCD ont été calibrés de manière absolue avec une source XUV d'un synchrotron.

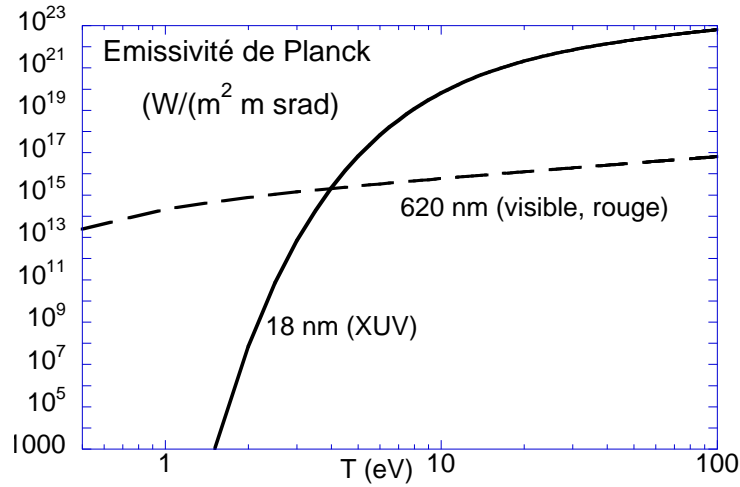


FIG. 4.23 – Émissivité de Planck en fonction de la température de corps noir à $\lambda = 18$ et 610nm respectivement. A 18nm , l'émissivité est plus sensible à la température autour de 10eV .

Laser	Δt	E_{tache}	D_{tache}	I_{max}
LULI	350fs	10J	$20\mu\text{m}$	6×10^{18}
RAL	1ps	40J	$15\mu\text{m}$	1.5×10^{19}

TAB. 4.4 – Paramètres laser des expériences LULI et RAL.

4.6 Résultats expérimentaux

Dans cette section nous présentons les résultats obtenus avec les trois diagnostics imagerie X, XUV et spectroscopie X $K\alpha$. Les premiers deux seront présentés ensemble puisque ils fournissent des informations sur la géométrie du courant d'électrons rapides, souvent comparables entre elles. Les résultats se réfèrent aux deux expériences (LULI et RAL), dont la principale différence concerne les paramètres laser, qui seront toujours indiqués explicitement pour chaque image. Nous résumons cependant les paramètres laser typiques dans les deux expériences dans le tableau 4.4.

On observe que dans les deux cas l'éclairement était du même ordre de grandeur. Par conséquent, la température de la distribution d'électrons rapides ($T_{hot} \sim I^{1/3}$) sera comparable. Par contre, en ce qui concerne le nombre total d'électrons rapides générés, celui ci dépend de l'énergie laser et il est 3 – 4 fois plus grand dans le cas du RAL. On s'attend pas conséquent à un chauffage plus important. Les caractéristiques des diagnostics étaient identiques (sauf le remplacement du titane par le cuivre dans la

couche fluorescente pour l'imagerie $K\alpha$). Les résultats seront discutés et comparés à un modèle du transport électronique dans le chapitre suivant.

4.6.1 Images X $K\alpha$ et XUV. Aspects géométriques

Expérience LULI

La figure 4.24 montre, dans le cas de l'expérience LULI, des exemples de la tache X $K\alpha$ du titane et de l'émission XUV. Les images X (à gauche dans la figure) ont été obtenues avec des cibles multicouches Al-Ti ($20\mu m$)-Al($10\mu m$) où l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium était de 2 et de $110\mu m$ respectivement. Les images XUV (à droite) se réfèrent à des cibles d'aluminium simple d'épaisseur égale à 2 et $27\mu m$ respectivement.

Comme on peut l'observer, le diamètre de la tache croît avec l'épaisseur. Cette tendance peut être mieux appréciée si on trace le rayon (à mi-hauteur) de la tache en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation pour des tirs à énergie comparable (figure 4.25). Dans le cas des images $K\alpha$ le rayon croît de manière approximativement linéaire de $30\mu m$ à $80\mu m$, pour une couche frontale d'aluminium jusqu'à $110\mu m$. Cela correspond à un angle moyen de divergence de ± 26 degrés. Il est intéressant de noter que même pour les cibles les plus minces, le diamètre de la tache $K\alpha$ est 2 – 3 fois plus grand de la tache focale du laser, où les électrons sont accélérés. L'interprétation de ce comportement n'est pas clairement établie et deux scénarios ont été proposés :

- une divergence initiale du faisceau importante, en raison de l'enfoncement pondéromoteur de la surface où les électrons sont accélérés. Le champ magnétique compenserait ensuite cette ouverture initiale, en donnant lieu à la plus petite divergence moyenne observée.
- un processus de diffusion radiale des électrons sur la surface avant de la cible⁵ ;

Au chapitre 5, nous allons évaluer l'effet sur le transport, d'une divergence angulaire initiale importante, à l'aide des simulations numériques.

Dans le cas des cibles multicouches du type Al ($10\mu m$) - CH ($20, 50, 200\mu m$) - Ti ($20\mu m$)- Al ($10\mu m$), nous avons observé une divergence angulaire moyenne similaire à celle obtenu avec les cibles Al-Ti-Al, comme il est montré en figure 4.26.

L'émission XUV n'est visible que jusqu'à $30\mu m$ d'épaisseur d'aluminium simple, avant de disparaître dans le bruit de fond, . Aucun signal XUV n'a été détecté avec les cibles multi-couches. La rayon de la tache XUV est de l'ordre de $30\mu m$ (en moyenne) et semble varier peu avec l'épaisseur, comme on peut le voir dans la figure 4.27. On a observé que, pour la même épaisseur de la couche de propagation, les deux diagnostics indiquent une taille similaire.

⁵M.H. Key, communication privé

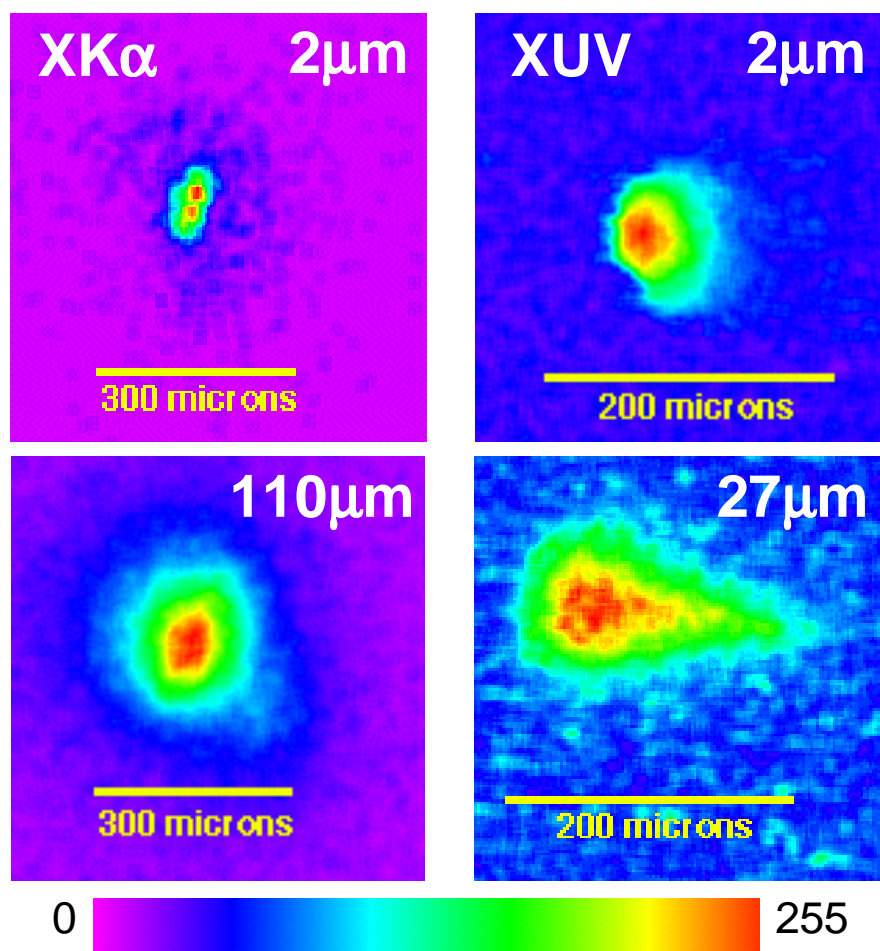


FIG. 4.24 – Images de la tache d'émission. A gauche : émission X $K\alpha$ de la couche de titane dans deux cibles Al-Ti-Al pour deux épaisseurs de la couche frontale d'aluminium. A droite : image XUV de la face arrière de deux cibles d'aluminium simple d'épaisseur différente.

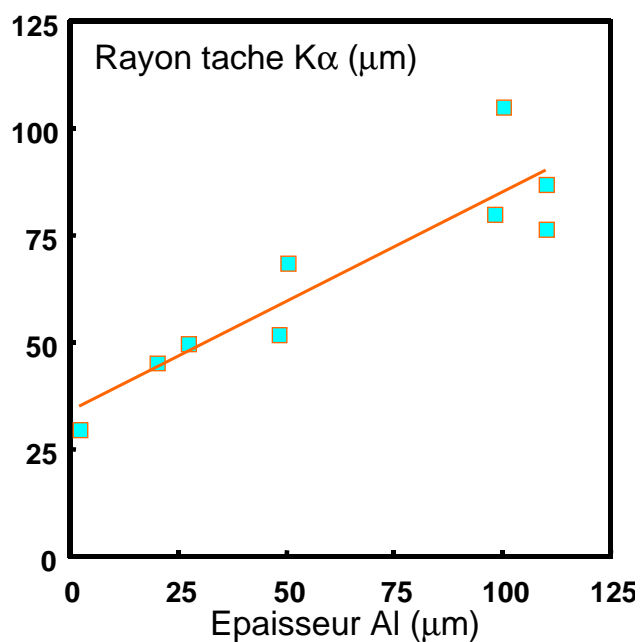


FIG. 4.25 – Rayon de la tache d'émission $K\alpha$ du titane en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation, pour des cibles Al-Ti-Al.

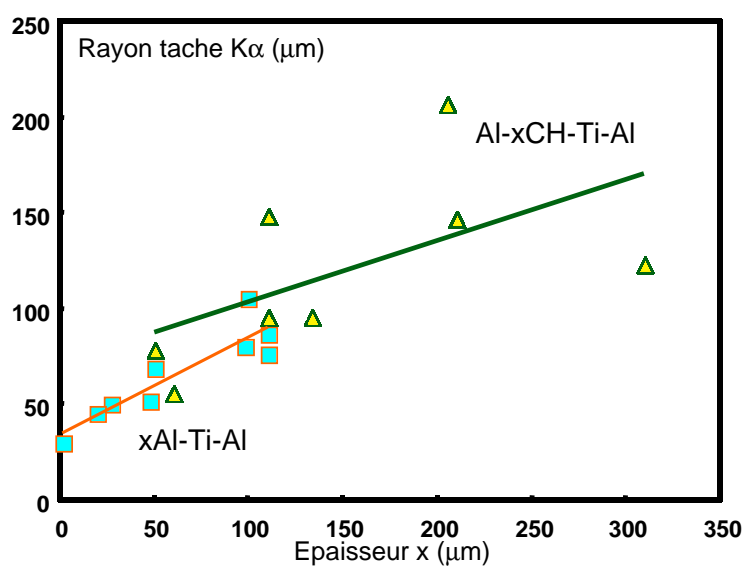


FIG. 4.26 – Rayon de la tache d'émission $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation de plastique, (cibles du type Al-CH-Ti-Al), ou d'aluminium (cibles du type Al-Ti-Al).

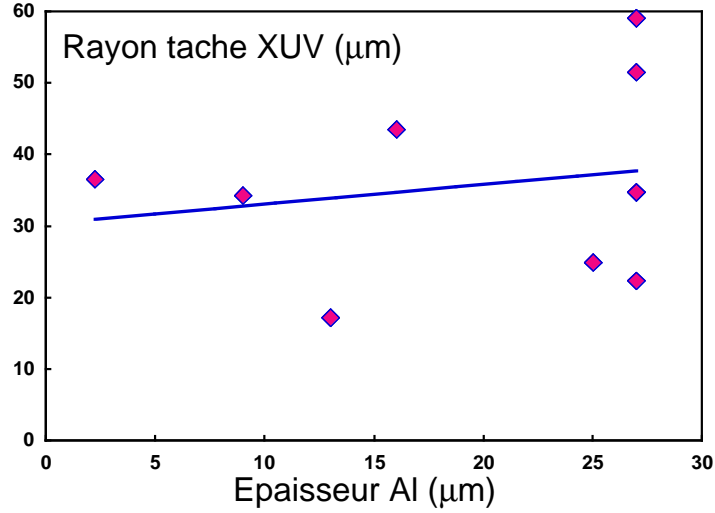


FIG. 4.27 – Rayon de la tache émission XUV en fonction de l'épaisseur de la cible (Al simple).

Les cibles incluant une couche plastique ont permis d'estimer l'angle de déviation des électrons rapides par rapport à l'axe du laser, de la manière suivante. Pour ce type de cibles les images X $K\alpha$ montraient une deuxième tache légèrement décalée par rapport à la tache $K\alpha$: cette tache secondaire correspond à l'émission de Bremsstrahlung de la couche d'interaction d'aluminium et se distingue de l'autre en raison de la présence de la couche plastique (voir figure 4.28). Le décalage entre les deux taches dépend de l'angle d'observation du diagnostic (30 degrés) et de l'éventuelle déviation du faisceau d'électrons par rapport à l'axe. Le faisceau d'électrons présente d'un tir à l'autre une déviation aléatoire par rapport à l'axe ($\leq 30^\circ$).

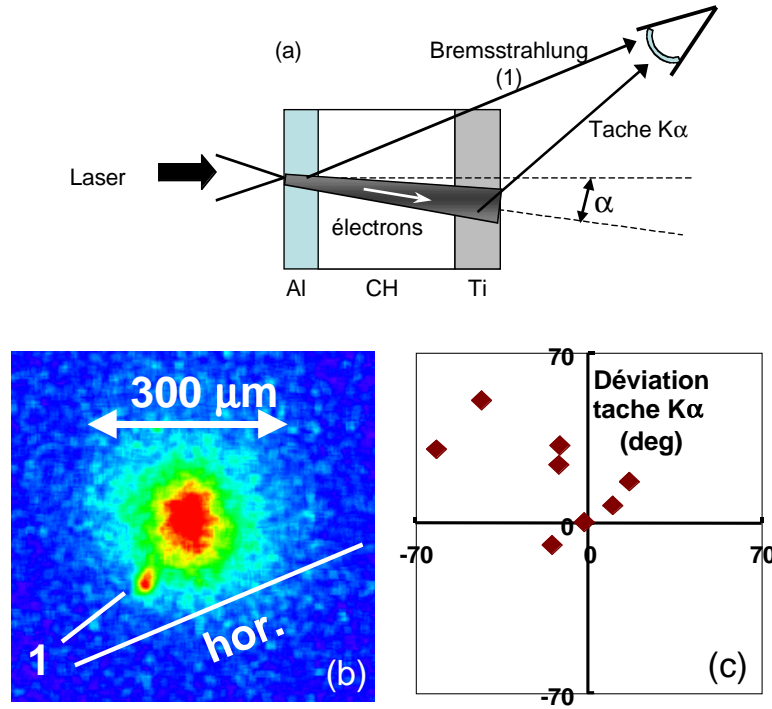


FIG. 4.28 – La déviation angulaire de l’émission $K\alpha$ par rapport à l’axe laser peut se mesurer en considérant son décalage par rapport au signal de bremsstrahlung issu de la couche frontale d’aluminium : a) principe, b) image d’exemple (le signal de bremsstrahlung est indiquée), c) diagramme polaire de l’angle de déviation (α) par rapport à l’axe laser obtenu pour différents tirs.

Expérience RAL

Pour ce qui concerne les résultats obtenus au RAL, le rayon de la tache $K\alpha$ du cuivre (cibles Al-Cu-Al) présente le même comportement qu’au LULI en fonction de l’épaisseur de la couche de propagation d’aluminium, avec un rayon minimum de l’ordre de $35-40\mu\text{m}$ et un angle moyen de divergence de ± 20 degrés. Les valeurs observées du rayon dans les deux expériences sont comparées dans la figure 4.29. L’émission XUV est visible pour des cibles de plus grandes épaisseurs ($\sim 100\mu\text{m}$), par rapport au tirs du LULI, ce qui est peut-être la signature d’un chauffage plus en profondeur. Comme pour les tirs du LULI, la taille de l’émission XUV est comparable à celle obtenue par les $K\alpha$.

Si on compare, pour le même tir, l’émission XUV et X $K\alpha$, on observe que assez rarement les deux taches présentent la même forme. Plus souvent la tache XUV apparaît irrégulière, avec plusieurs points chauds, tandis que la $K\alpha$ demeure ”compacte”. Pour étudier plus en détail ce phénomène de ”filamentation”, nous avons effectué quelques tirs d’essai sur des cibles Al-Cu-Al en augmentant l’épaisseur de la couche finale d’aluminium (50 ou $100\mu\text{m}$ au lieu de $15-20\mu\text{m}$), en conservant les mêmes épaisseurs pour

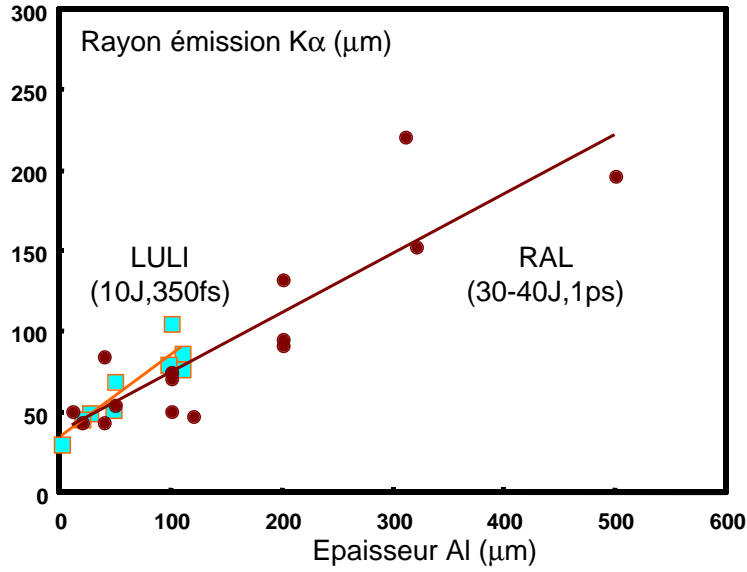


FIG. 4.29 – Rayon de l'émission $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium, pour les expériences du LULI (Al-Ti-Al) et du RAL (Al-Cu-Al).

les autres couches. La filamentation observée sur l'image XUV devient nettement plus visible lorsque l'épaisseur de la couche finale est plus grande ($100\mu\text{m}$ à la place de $15 - 20\mu\text{m}$), comme on l'observe dans la figure 4.30. Ce phénomène n'est pas du tout visible pour des cibles monocouche d'aluminium. Cela suggère que la propagation du faisceau est perturbée à la traversée de l'interface Cu-Al : le courant d'électrons initialement compact se désagrège en filaments, qui se séparent au fur et à mesure lors de la traversée de la couche finale. Ce comportement à l'interface est dû à la discontinuité de la conductivité du milieu et éventuellement à la présence d'une couche isolante due à la colle entre les deux conducteurs et distribuée sur la surface de contact de manière inhomogène. Cette discontinuité n'est pas présente, en revanche, entre la couche d'aluminium frontale et celle de cuivre, car ces deux couches étaient "liées" thermiquement (thermal bond). Un phénomène similaire de filamentation a été également observé dans les images $K\alpha$, lorsque la cible avait comme couche de propagation du plastique (cibles Al-CH-Cu-Al). Ici, l'émission X $K\alpha$ était très large ($> 500\mu\text{m}$) et présentait des points chauds superposés à un "plateau" assez uniforme et moins intense (figure 4.31). Une explication qualitative possible peut être encore une fois la filamentation du faisceau d'électrons due aux phénomènes d'instabilités (voir chapitre 2) liés à la propagation dans la couche plastique initialement isolante (instabilité électro-thermique). Nous reviendront sur ces aspects dans le cinquième chapitre.

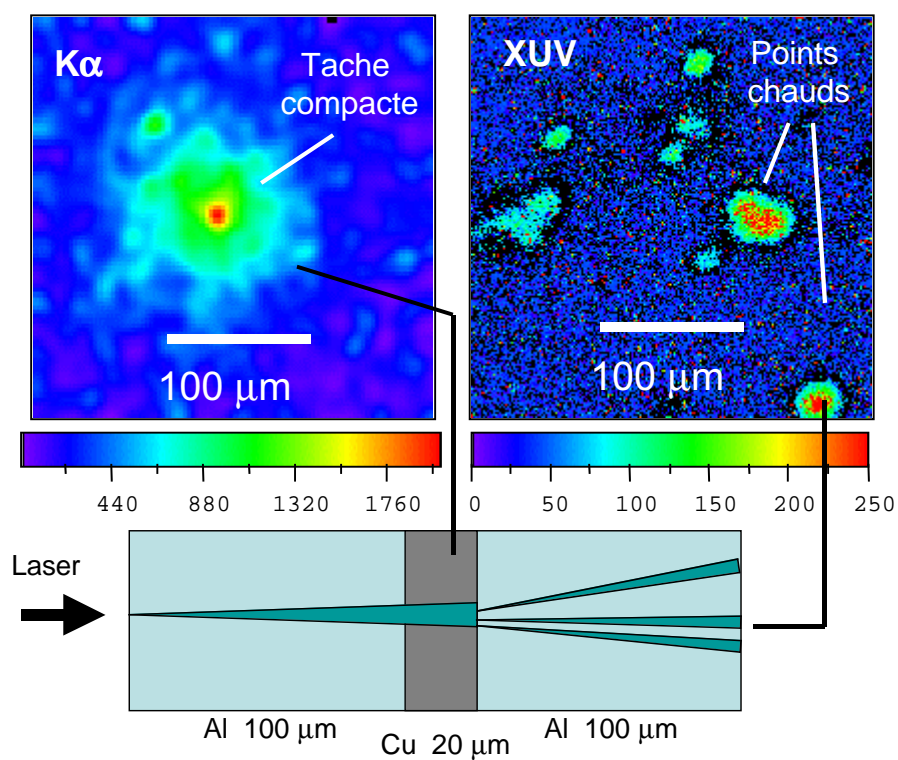


FIG. 4.30 – L'émission XUV présente souvent des points chauds tandis que le signal X $K\alpha$ correspondant au même tir montre une tache unique et compacte. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la couche finale d'aluminium est plus épaisse.

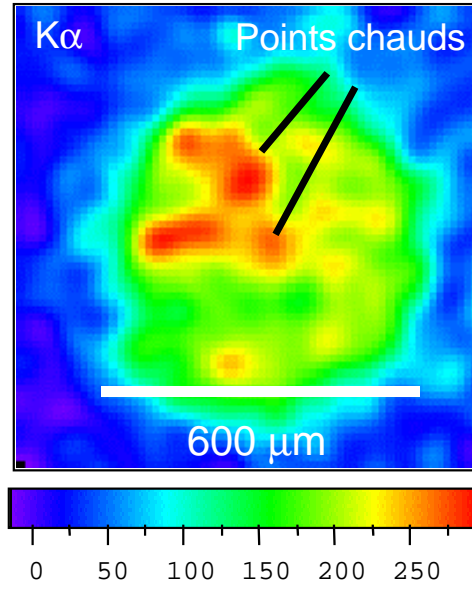


FIG. 4.31 – Image $K\alpha$ d'une cible Al $11\mu m$ -CH $300\mu m$ -Cu $25\mu m$ -Al $16\mu m$. Plusieurs points chauds sont visibles, témoignant d'une filamentation du faisceau d'électrons rapides traversant la couche fluorescente.

4.6.2 Estimation de la température à partir des images XUV

Comme nous l'avons expliqué dans le cas des diagnostics dans le domaine visible (chapitre 3), l'estimation de la température à partir de l'émissivité nécessite une modélisation de l'expansion de la surface arrière, en fonction de la température initiale, puis l'intégration du signal sortant du plasma en détente. Nous avons appliqué cette méthode au cas de l'émission XUV, dans l'intervalle spectral de détection (autour de $18nm$), et comparé le résultat obtenu aux valeurs expérimentales. Cette approche suppose que le signal XUV détecté, qui est intégré dans le temps, puisse être entièrement attribué au chauffage lié aux électrons rapides, alors que *a priori* des sources de chauffage de nature différente et intervenant à des temps ultérieurs (comme par exemple le débouché du choc) pourraient contribuer au signal XUV mesuré.

La validité de cette hypothèse a été alors vérifiée lors d'une expérience conduite par nos collaborateurs du LLNL sur le laser JanUSP (figure 4.32,b) et par des simulations hydrodynamiques⁶. L'émission XUV de la face arrière a été mesurée avec une caméra streak dans des conditions d'interaction comparables à celles de nos expériences : l'émissivité XUV est intense uniquement dans un intervalle de temps inférieur à $100ps$, l'émission à des temps ultérieurs est négligeable. Des simulations hydrodynamiques, avec le code Lasnex 1D [Zimmerman75], associées à un post-processeur pour le calcul de l'émissivité ont confirmé la courte durée observée (figure 4.32) pour des températures initiales de la cible comprises entre 10 et $40eV$. Il semble donc licite d'attribuer

⁶M.H.Key, communication privée

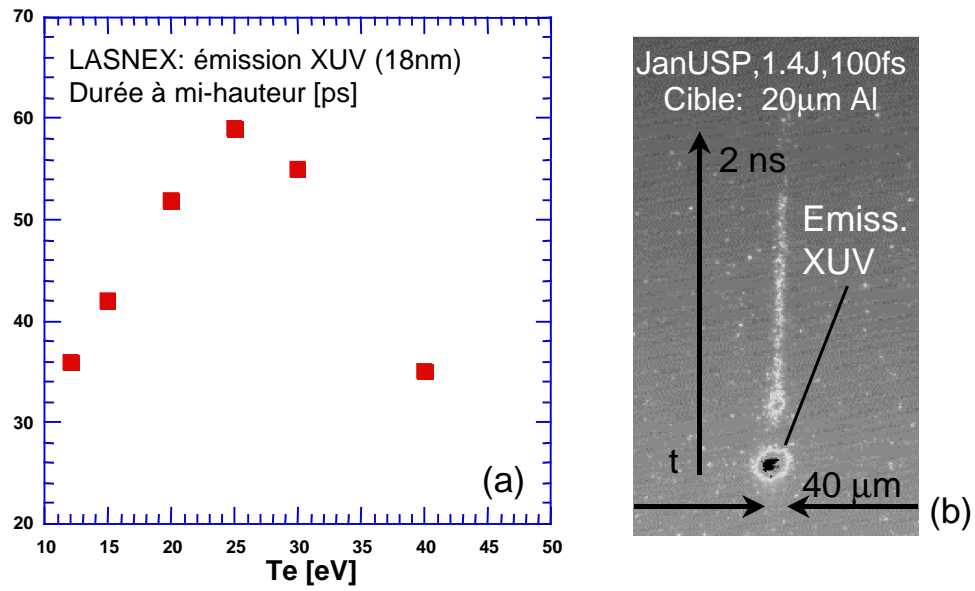


FIG. 4.32 – (a) Simulation numérique (code hydrodynamique LASNEX) de la durée de l'émission XUV de la face arrière d'une cible d'aluminium en fonction de la température initiale. (b) Mesure, résolue temporellement, de l'émission XUV d'une cible d'aluminium, obtenue dans des conditions similaires à celles de nos expériences. La durée du pic d'émission XUV est inférieure à 100ps .

l'émissivité XUV, mesurée dans nos expériences, au chauffage par les électrons rapides.

Les résultats obtenus au LULI par nos collaborateurs du LLNL sur la température (déduite de l'intensité XUV) sont représentés dans la figure 4.33 pour des cibles d'aluminium simple. Dans l'expérience du RAL, les températures sont légèrement plus élevées, comme prévu, en raison de l'énergie plus importante du faisceau d'électrons : pour les cibles d'aluminium la température associée à l'émission XUV atteint une centaine d'eV pour les épaisseurs $< 40\mu\text{m}$ et descend à $20 - 30\text{eV}$ pour des cibles de $\sim 100\mu\text{m}$, avant de disparaître dans le bruit au delà de $150\mu\text{m}$. Cependant, le niveau et la durée de l'ASE du laser Vulcan n'étant pas bien connus, la température obtenue pour les cibles de petite épaisseur n'est a priori pas tout à fait fiable.

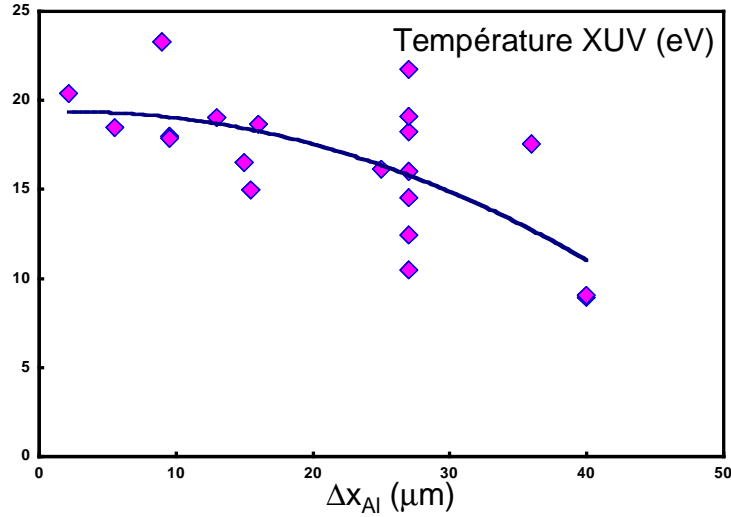


FIG. 4.33 – Température calculée à partir de l'émissivité XUV pour des cibles d'aluminium, en fonction de l'épaisseur (expérience du LULI uniquement). Cette analyse a été effectuée par l'équipe du LLNL.

4.6.3 Spectres X $K\alpha$

Nous considérons ici plus particulièrement les spectres obtenus avec le spectromètre à cristal conique lors de l'expérience du RAL (mon apport personnel dans ces expériences). Nous avons choisi cette série de résultats car, grâce à un système d'écrantage du rayonnement parasite plus efficace, nous avons un bien meilleur rapport signal/bruit, par rapport à l'expérience du LULI. Notamment, le bruit de fond dominant dans les images était le bruit intrinsèque du film (fog) et non pas le bruit dû à la fluorescence, lié à l'énergie laser. Nous avons enregistré les images de spectres pour une série de cibles d'aluminium simple et une série de cibles multicouches de type Al-Cu-Al (et Al-CH-Cu-Al). Chaque image a été ensuite intégrée le long de l'axe spatial, pour obtenir un seul profil spectral.

Nous nous limitons ici à présenter les résultats de manière qualitative, en discutant les caractéristiques des spectres observés. Dans le chapitre 5, nous allons étudier en détails ces résultats et nous allons en déduire des informations importantes sur le faisceau d'électrons rapides et sur le chauffage qu'ils induisent dans la cible.

Cibles multicouches

Pour illustrer les différentes raies détectées, nous présentons, dans la figure 4.34, un spectre obtenu sur une cible à bicouches Cu-Al. Le pic très intense à gauche dans ces images correspond à la raie $K\alpha$ froide (8.3396\AA) de l'aluminium. Les raies "chaudes", décalées vers les petites longueurs d'onde se situent à droite du pic. La première raie

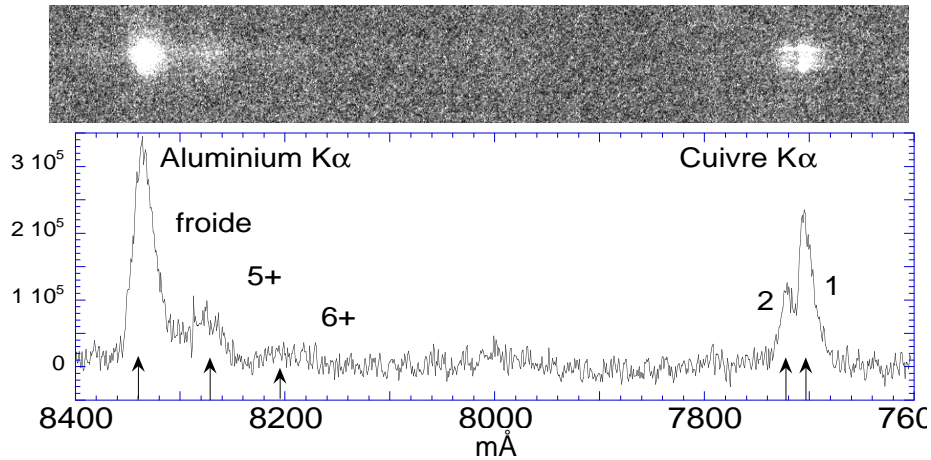


FIG. 4.34 – Spectre obtenu pour une cible Cu ($25\mu m$)-Al ($16\mu m$). A gauche : raie $K\alpha$ froide et raies décalées ("chaudes") de l'aluminium. A droite : double pic $K\alpha$ du cuivre (réfléchi au cinquième ordre). Energie dans la tache focale $\approx 25J$.

décalée est la 5+ ou oxygen-like (8.269\AA), qui correspond à un état d'ionisation initial 4+. La deuxième, à peine visible dans les cibles les plus minces, est la nitrogen (8.203\AA). A droite, on peut observer le double pic de la raie $K\alpha$ du cuivre (7.7031 et 7.7222\AA , $\Delta\lambda \approx 19m\text{\AA}$), réfléchi au cinquième ordre par le cristal KAP. La présence du pic du cuivre permet une calibration spectrale précise. En outre, les deux pics du cuivre étant bien résolus, on peut vérifier que la résolution spectrale $(\lambda/\Delta\lambda)_{exp}$ est supérieure à 500, et correspond aux prévisions des caractéristiques du spectromètre.

Dans la figure suivante 4.35 nous présentons une série de spectres obtenus sur cibles tricouches Al-Cu-Al, pour différentes épaisseurs de la couche de propagation d'aluminium ($11, 40, 100\mu m$). Les images correspondent à une partie agrandie du spectre autour de la raie $K\alpha$ de l'aluminium. En général, la raie $K\alpha$ froide est visible même pour des épaisseurs très importantes ($500\mu m$ de couche de propagation) tandis que la 5+ n'est visible que jusqu'à une valeur de $130\mu m$ et disparaît dans le bruit de fond. Nous n'avons observé la raie 6+ que pour les petites épaisseurs (jusqu' à $11\mu m$ de couche de propagation). Cette dernière raie est toutefois trop faible pour être utilisée dans l'analyse. Nous observons également que la raie décalée 5+ est beaucoup moins étendue spatialement (c'est à dire dans la direction transverse), par rapport à la raie froide (facteur 2–3), ce qui indique une taille limitée de la région chauffée par rapport à la taille du faisceau d'électrons. La résolution spatiale du spectromètre étant limitée, nous ne pouvons pas remonter à la taille effective et nous devons nous limiter à cette observation qualitative sur le rapport des largeurs.

Nous avons vérifié que le signal $K\alpha$ de l'aluminium détecté est effectivement généré uniquement dans la couche de fluorescence, comme nous le souhaitions, et non pas dans la couche frontale. Pour ce faire, nous avons effectué un tir d'essai à pleine puissance sur une cible à deux couches Al-Cu (aluminium côté laser). Dans le spectre obtenu, le

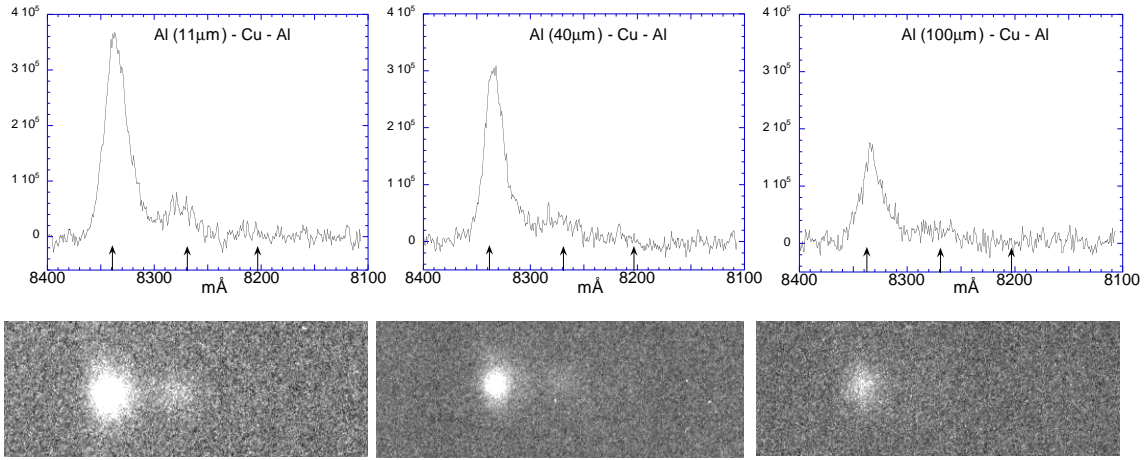


FIG. 4.35 – Spectres obtenus pour des cibles Al-Cu ($25\mu m$)-Al ($16\mu m$), pour différentes épaisseurs de la couche frontale d'aluminium. (Energie dans la tache focale $\approx 40J$).

pic $K\alpha$ du cuivre est très intense, tandis que celui de l'aluminium n'est pas visible. Cela signifie que la couche de $25\mu m$ de cuivre arrête totalement le rayonnement provenant de la couche de propagation.

Cibles d'aluminium simple

Nous présentons à titre d'exemple des spectres obtenus avec des cibles d'aluminium simple : cibles minces (figure 4.36) et cibles épaisses (figure 4.37).

Pour les cibles les plus minces, nous avons observé un spectre thermique typique d'un plasma dense d'aluminium. On peut reconnaître la raie de fluorescence $K\alpha$ (8.3396\AA), les raies thermiques correspondant aux états très ionisés de l'aluminium, le gros bloc de la raie $He\alpha$ (7.7571\AA) jusqu'à la raie $Ly\alpha$ (7.171\AA) à l'extrême droite. Les profils de raies sont très élargis par effet Stark en raison de la forte densité de la région d'émission. Nous ne nous intéressons pas à une interprétation détaillée de ces spectres, puisque il n'est pas possible, dans ce cas, d'attribuer le chauffage uniquement au dépôt d'énergie par les électrons rapides. En raison de la faible épaisseur, le rayonnement X thermique provenant directement de la région d'interaction et le choc ASE, peuvent contribuer au chauffage de la cible. Dans le cas des cibles minces, il n'est donc pas possible de déterminer clairement les différentes contributions au chauffage.

Dans le cas des cibles plus épaisses (à partir de $40\mu m$ d'épaisseur), on aperçoit uniquement la raie $K\alpha$ froide et les raies décalées correspondant à des états peu ionisés, tandis que les raies thermiques ne sont plus détectables. Cela est dû au fait que le rayonnement thermique provenant des régions plus profondes (côté laser) est totalement bloqué, tandis que les régions proches de la face arrière, trop froides pour, n'en produisent pas.

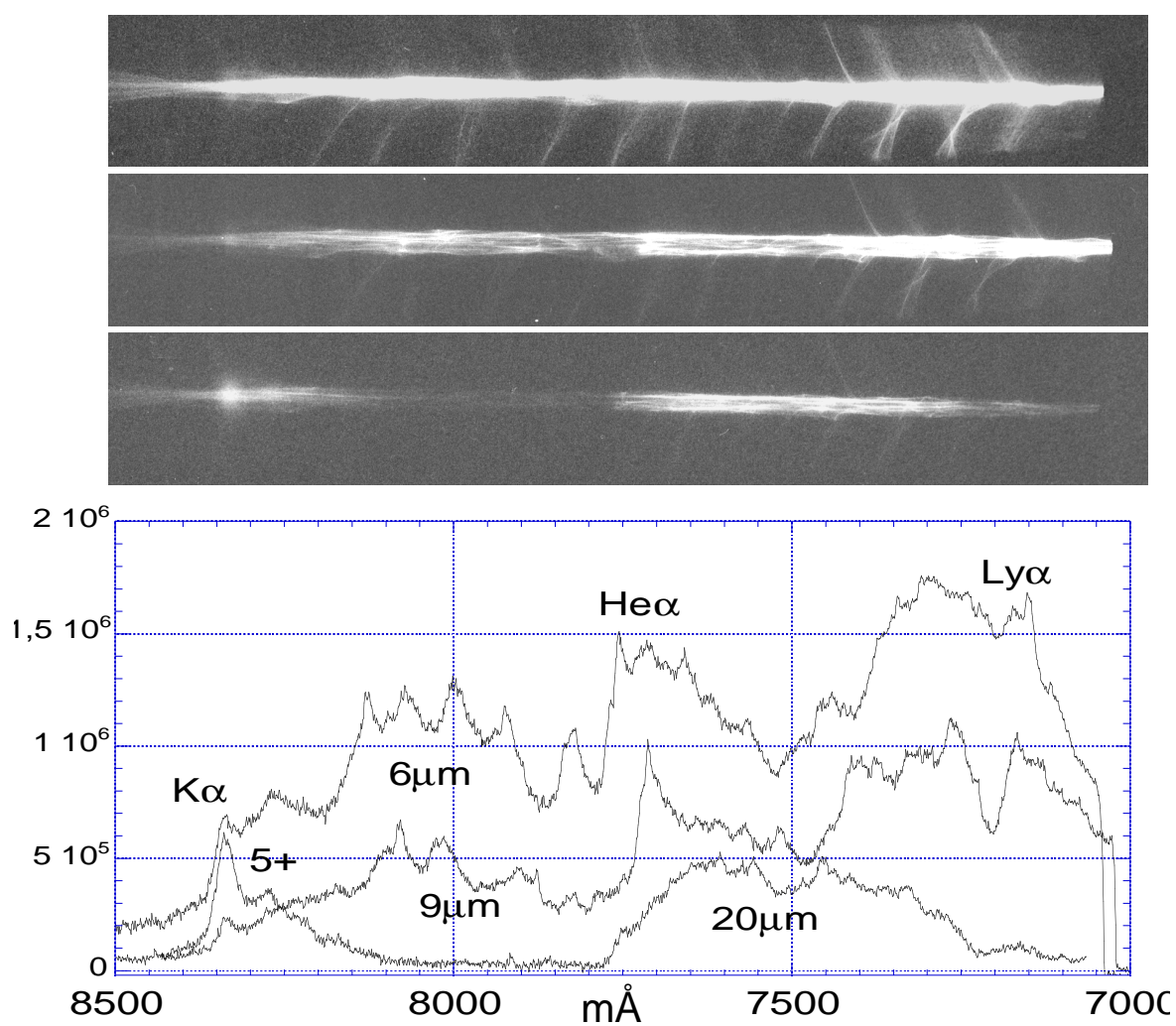


FIG. 4.36 – Spectres obtenues pour des cibles d'aluminium simple de faibles épaisseurs (6, 9, 20μm).

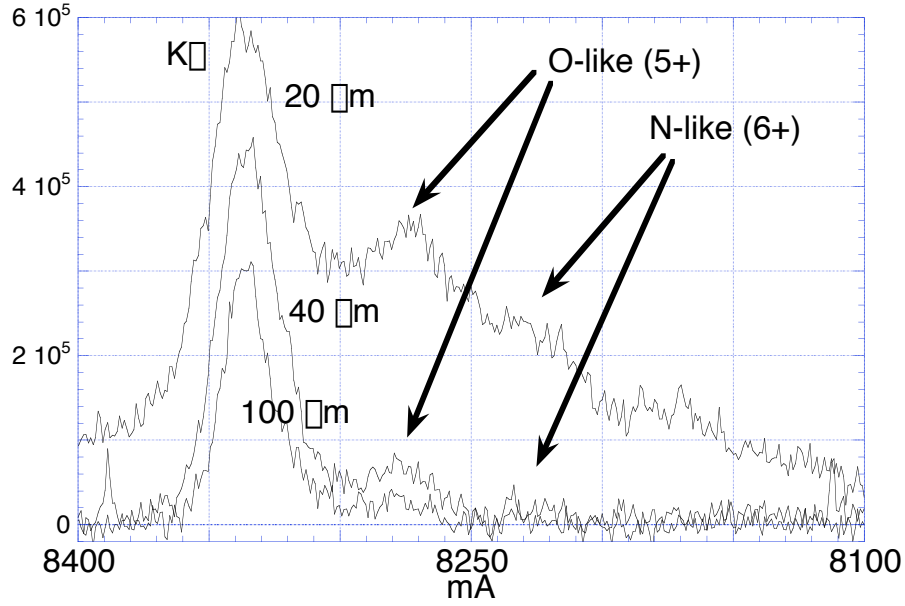


FIG. 4.37 – Spectres obtenues pour des cibles d'aluminium simple de grandes épaisseurs (20, 40, 100 μm).

En revanche, le rayonnement $K\alpha$ détecté est généré dans les zones de la cible où le flux des électrons rapides est intense et est ensuite absorbé en sortant de la cible. Cette réabsorption se fait surtout dans des zones froides (en raison de l'angle d'observation important (40°), où la longueur d'atténuation $1/e$ pour la raie $K\alpha$ vaut $\approx 10\mu\text{m}$). L'étude de cette raie permet donc de sonder le chauffage que les électrons rapides induisent *en profondeur* dans la cible. Si on observe le spectre pour des cibles encore plus épaisses, la raie décalée 5+ est bien visible jusqu'à 120 μm , tandis qu'à 200 μm , on peut à peine la distinguer du bruit de fond. En revanche, la raie 6+ n'apparaît que dans les cibles les plus minces, jusqu'à 40 μm .

Une analyse détaillée des intensités $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur, pour les différents types de cibles, sera présentée au chapitre 5.

4.7 Cas particulier : cibles mousses préionisées

Pour se rapprocher des conditions du milieu de transport mises en jeu dans le schéma de l'allumage rapide (plasma dense et ionisé), nous avons effectué une série de tirs sur un type particulier de cibles multicouches, préionisées avant l'arrivée des électrons rapides. Le but était d'étudier le transport/chauffage dans un milieu ionisé *de manière uniforme et contrôlée* (figure 4.38).

Les cibles, spécifiquement conçues pour cette expérience, contenaient une mousse

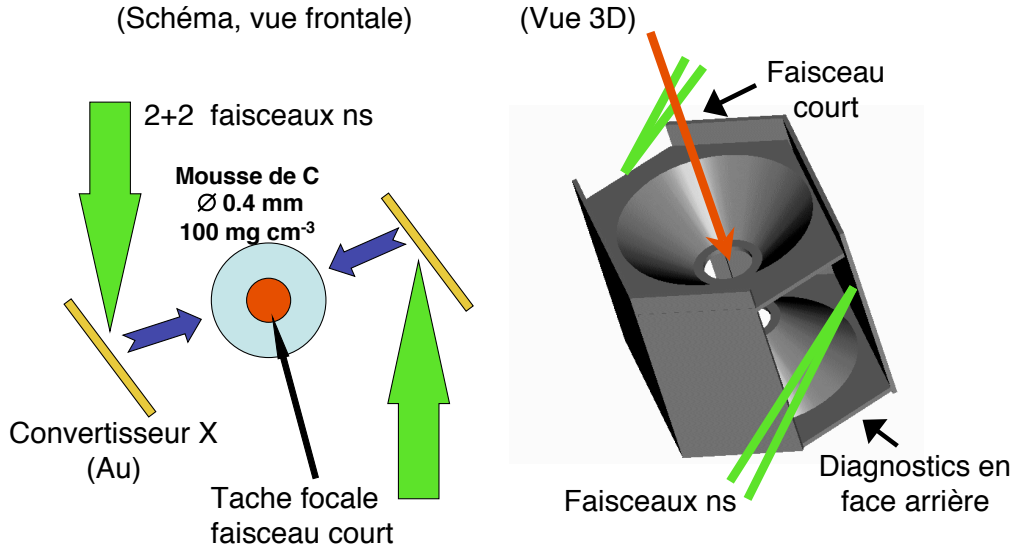


FIG. 4.38 – Schéma (vue frontale et 3D) des cibles de mousse, avec la cavité de chauffage en or, les 4 faisceaux *ns* de chauffage et le faisceau court pour la génération des électrons rapides.

de densité $100\text{mg}, \text{cm}^{-3}$ comme couche de transport, située entre une couche frontale d'aluminium et les deux couches fluorescentes (*Cu* + *Al*) déjà décrites. Pour réaliser un préchauffage important et uniforme de la couche de mousse, avant l'arrivée de l'impulsion courte, nous avons adopté une configuration du type "hohlraum". Quatre faisceaux laser en impulsion longue ($4 \times 80\text{J}$, 1.2ns à 2ω) ont été focalisés à l'intérieur d'une microcavité en or contenant la mousse (fabriquée par General Atomics). La cavité agit comme convertisseur, transformant l'énergie laser en rayons X, capables de chauffer de manière uniforme la mousse. Deux ouvertures coniques dans la cavité permettent l'accès de l'impulsion laser courte (en face avant de la cible) et la détection du rayonnement émis par la face arrière.

Malheureusement, malgré un écrantage important, le rayonnement issu de la cavité lors des tirs a complètement saturé nos diagnostics X. En particulier, les spectres montrent un continuum d'émission très intense, ainsi que les raies thermiques de la couche d'aluminium et plusieurs raies $K\alpha$ décalées. Cependant, le chauffage que l'on pourrait en déduire ne peut pas être attribué de manière univoque aux électrons rapides. Même si les résultats de cette série de tirs ne sont pas exploitables, le schéma de l'hohlraum reste valable pour une expérience future. A ce propos, les difficultés rencontrées suggèrent, d'une part d'utiliser la cavité comme convertisseur X "en transmission", c'est à dire en focalisant les faisceaux de chauffage à l'extérieur de la cavité elle-même, d'autre part de mieux écranter la partie arrière de la cible, où les diagnostics sont situés.

4.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les expériences effectuées au LULI et au RAL, où nous avons utilisé des diagnostics basés sur le rayonnement X $K\alpha$ et XUV , afin d'étudier plus en détail les phénomènes liés au transport et au chauffage des électrons rapides. Ces diagnostics étaient les suivants :

- un système d'*imagerie bidimensionnelle monochromatique $K\alpha$* d'une couche fluorescente, pour étudier la géométrie du faisceau d'électrons.
- pour l'étude de la profondeur de pénétration du faisceau d'électrons ainsi que du chauffage à l'intérieur même de la cible, nous avons développé un diagnostic nouveau de *spectroscopie X*, basé sur un cristal courbé tronconique et calibré de manière absolue.
- un diagnostic d'imagerie d'*émission propre de la surface arrière*, dans le *domaine XUV* , afin d'étudier la région chauffée en face arrière, comme nous l'avions fait dans le domaine optique auparavant.

Nous rappelons que les diagnostics XUV et d'imagerie $K\alpha$ ont été développés et installés par nos collaborateurs du LLNL.

Pour ce qui concerne la géométrie du faisceau, les résultats révèlent tous une *divergence angulaire* limitée à $\pm 20^\circ$. En revanche, la taille initiale du faisceau est beaucoup plus grande que tache focale du laser (facteur 2–3), même pour des cibles très minces. Des phénomènes de filamentation du faisceau d'électrons sont visibles dans les cibles avec couche de propagation plastique et dans d'autres incluant des interfaces collées.

L'émission XUV , visible jusqu'à $30\mu m$ d'épaisseur dans l'aluminium (expérience LULI), révèle des températures de l'ordre de 20 – 30 eV, comparables aux résultats obtenus avec les diagnostics optiques (chapitre 3).

A l'aide du spectromètre conique, nous avons pu détecter, sur le même spectre, les raies $K\alpha$ de deux couches fluorescentes de cuivre et d'aluminium. Pour ce dernier, les raies $K\alpha$ décalées spectralement, liées à l'ionisation et donc au chauffage de la cible, ont été observées pour la première fois dans de telles conditions d'irradiation. En particulier, nous avons pu mesurer de manière absolue l'intensité d'émission $K\alpha$ des couches fluorescentes en fonction de l'épaisseur, ainsi que les raies décalées de l'aluminium. En particulier, nous avons observé l'existence de la raie 5+ (jusqu'à $\sim 100\mu m$ de profondeur) et 6+ (jusqu'à $\sim 20\mu m$), qui suggère un chauffage en profondeur de la cible. Une analyse détaillée de ces résultats, dans le cadre des modèles de transport des électrons rapides, est présentée dans le prochain chapitre.

Chapitre 5

Caractérisation du faisceau d'électrons et estimation du chauffage

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous pouvons analyser en détail les résultats obtenus à l'aide du diagnostic de spectroscopie $K\alpha$ (chapitre 4). A partir de ces données, nous allons déduire des informations relatives au faisceau d'électrons rapides et son transport dans la cible solide :

- l'énergie totale et la température caractéristique de la source d'électrons rapides, à partir de la profondeur de pénétration du faisceau ;
- l'influence de la recirculation (partielle ou totale) des électrons dans la cible ;
- l'influence des caractéristiques électriques initiales de la cible (isolant, conducteur) sur les propriétés mentionnées ci-dessus ;
- une estimation du chauffage en profondeur, à partir des raies $K\alpha$ décalées.

Nous allons aborder ces points en comparant les données expérimentales (obtenues principalement dans l'expérience du RAL) avec des modèles purement collisionnels. Dans certains cas typiques, nous traitons le problème du transport avec un code PIC hybride, qui tient compte des champs auto-générés.

5.2 Intensité $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur

Nous allons tenter de déduire les caractéristiques du faisceau d'électrons rapides, à partir de l'intensité des raies d'émission $K\alpha$, en nous inspirant des études effectuées par le passé [Pisani00b, Tanaka00, Beg97, Hares79, Bond80]. En particulier, nous pouvons déterminer les paramètres suivants :

- la profondeur de pénétration du faisceau, qui peut être estimée à partir de l'émission $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation.
- la température caractéristique du faisceau d'électrons, donnée par la profondeur de pénétration et par le rapport d'intensité des raies $K\alpha$ du cuivre et de l'aluminium
- l'énergie totale contenue dans le faisceau, déterminée à partir de la valeur absolue de l'émission $K\alpha$ (nombre total de photons), une fois fixée la température de la distribution.

5.2.1 Cibles multicouches

Nous considérons ici les cibles avec couche de propagation conductrice (aluminium) et isolante (polyéthylène). Pour tous les tirs considérés, nous avons gardé les mêmes conditions d'interaction ($\pm 20\%$ sur l'énergie laser), afin d'avoir toujours des sources d'électrons rapides comparables.

Nous présentons dans la figure 5.2 l'intensité intégrée des raies $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation pour les cibles Al-Cu-Al. Les barres d'erreur sont importantes et liées à l'incertitude sur la calibration absolue de la réflectivité intégrée du cristal (discutée au chapitre 4), qui est supérieure pour la raie du cuivre (43%, réflexion au cinquième ordre) par rapport à celle de l'aluminium (33%).

Les valeurs d'intensité ont été obtenues en intégrant les pics spectraux correspondant aux différentes raies. L'intégration a été effectuée de la manière suivante : nous avons transformé le nombre de "coups" nets dans l'image du spectre en unité physique (photons par microns carrés), à l'aide de la courbe de calibration (chapitre 4, figure 4.20). Nous avons sommé (pixel par pixel) l'intensité suivant l'axe spatial (transverse), puis en approximant le profil de raie obtenu par une gaussienne, nous avons intégré suivant l'axe spectral.

Nous avons vérifié avant tout que la contribution à l'émission $K\alpha$ de l'aluminium de la photoionisation induite par les photons $K\alpha$ du cuivre (photopompage) est négligeable dans nos conditions. En principe, les photons du cuivre ($\approx 8keV$), qui ont une énergie supérieure à l'énergie de liaison de la couche K de l'aluminium ($\approx 1.5keV$), peuvent arracher un électron de cette couche, ce qui conduit à une émission $K\alpha$ "secondaire", qui n'est pas directement liée aux électrons rapides. La photoionisation en couche K est même le processus dominant dans l'absorption des photons X de cette énergie dans la matière (absorption photoélectrique).

Pour évaluer l'influence de la photoionisation sur le nombre total de photons émis par la couche d'aluminium, nous avons fait l'estimation suivante (figure 5.1) : nous supposons que l'émission totale $K\alpha$ du cuivre n_{KCu} (en photons par stéradian) est concentrée dans une source ponctuelle. Le nombre n_{KAl} de photons $K\alpha$ (par stéradian) photopompés dans la couche d'aluminium (Δx) et sortant de la cible à l'angle d'observation ($\alpha = 40^\circ$ par rapport à la normale), est donné par :

$$n_{KAl} = \frac{W_K}{4\pi} n_{KCu} \int_{\Omega} \int_{\Delta x} A_{K\alpha Cu, Al}(x, \Omega) T_{K\alpha Al, Al}(x, \Omega) d\Omega dx \quad (5.1)$$

où le terme $A_{K\alpha Cu, Al} dx$ correspond à l'absorption (par photoionisation) de la raie $K\alpha$ du cuivre dans une tranche dx de la couche d'aluminium. $T_{K\alpha Al, Al}$ est la transmission de la raie $K\alpha$ photopompée (de l'endroit où elle est générée jusqu'à la sortie de la cible). Ω est l'angle solide d'émission considéré ($\approx 2\pi$) et $W_K = 0.0247$ est le rendement de fluorescence de la couche K de l'aluminium. On peut alors exprimer l'angle solide en coordonnées sphériques, comme il est montré dans la figure 5.1 et réécrire les termes d'absorption et de transmission à l'aide des coefficients d'atténuation. Pour la photoionisation en couche K de l'aluminium, nous avons utilisé la section efficace partielle de Verner & Yakovlev [Verner95], qui donne $\mu_{K\alpha Cu, Al} = (84.790 \mu m)^{-1}$. Pour la transmission de la raie $K\alpha$ de l'aluminium, $\mu_{K\alpha Al, Al} = (9.19 \mu m)^{-1}$ ¹. Nous obtenons alors :

$$n_{KAl} = \frac{W_K}{4\pi} n_{KCu} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \int_0^{\Delta x} \exp\left[-\frac{\mu_{K\alpha Cu, Al} x}{\cos \theta}\right] \frac{\mu_{K\alpha Cu, Al}}{\cos \theta} \exp\left[-\frac{\mu_{K\alpha Al, Al} (\Delta x - x)}{\cos \alpha}\right] \sin \theta d\theta dx \quad (5.2)$$

Si l'on prend, sur la base des résultats expérimentaux, une valeur par excès de l'intensité $K\alpha$ du cuivre $n_{KCu} = 2 \times 10^{11} ph/sterad$, on vérifie que l'émission $K\alpha$ photopompée n_{KAl} vaut $\approx 1.7 \times 10^8 ph/sterad$. Cette valeur est négligeable par rapport aux intensités mesurées. Le phénomène de photoionisation n'affecte donc pas l'analyse de l'émission de la couche d'aluminium.

¹Source : CXRO, Univ. Berkeley

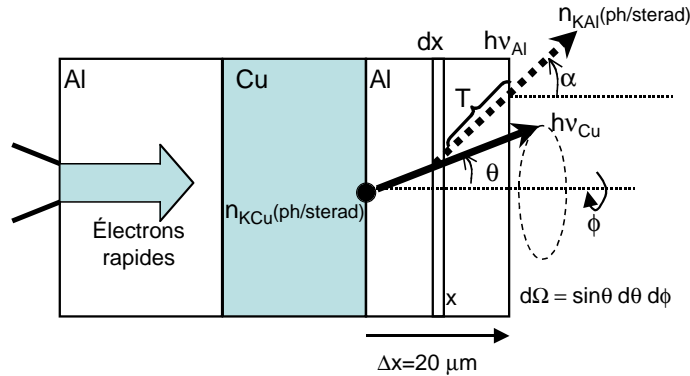


FIG. 5.1 – Estimation de l'émission de photons $K\alpha$ secondaires de la couche d'aluminium, par la photoionisation induite par les photons $K\alpha$ du cuivre.

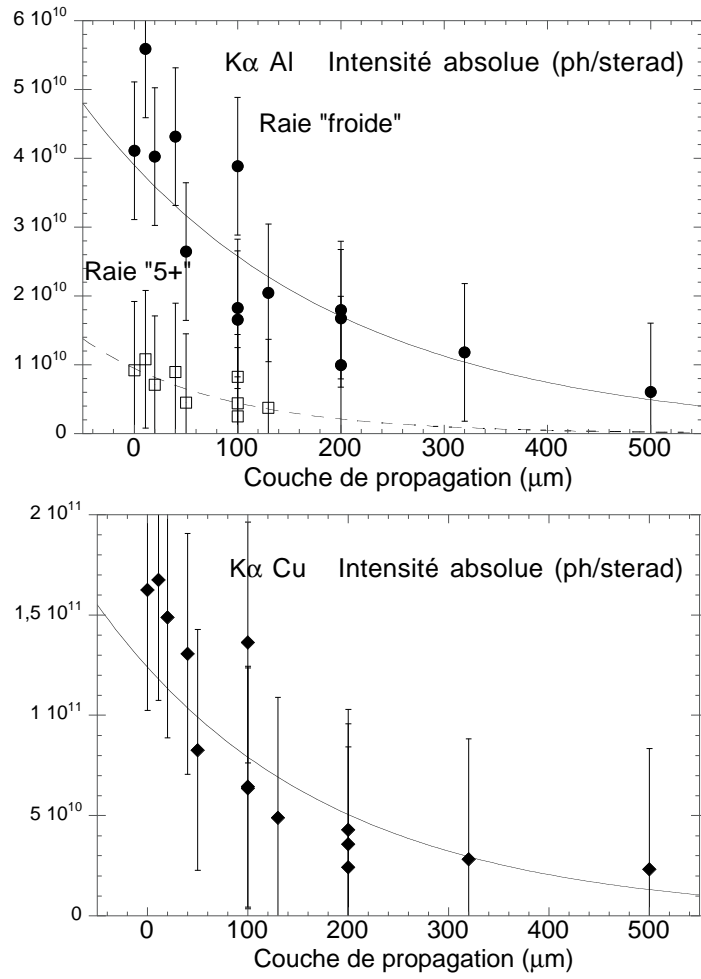


FIG. 5.2 – Intensité expérimentale intégrée des raies $K\alpha$ froide et 5+ de l'aluminium (figure du haut) et $K\alpha$ du cuivre (figure du bas), en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium (cibles Al-Cu-Al). Un fit exponentiel est également tracé.

5.2.2 Détermination des caractéristiques de la source d'électrons

Pour les cibles multicouches, nous disposons (figure 5.2) des résultats suivants :

- l'intensité absolue $I_{K\alpha}(Al, Cu)$ des raies $K\alpha$ "froides" de l'aluminium et du cuivre en fonction de l'épaisseur de propagation.
- le rapport $I_{K\alpha}(Cu)/I_{K\alpha}(Al)$ en fonction de l'épaisseur de propagation,

Pour interpréter ces données, nous avons, dans un premier temps, utilisé une approche purement collisionnelle. On néglige ici les effets liés aux champs électromagnétiques, ainsi que la dynamique du chauffage. Des études précédentes ont montré que dans le cas de cibles conductrices cette approche est raisonnable en première approximation

[Pisani00b, Pisani00a, Gremillet01]. La conductivité initiale élevée limite le freinage supplémentaire du faisceau, dû au champ électrique auto-induit, ce qui ne se produit pas pour des cibles initialement isolantes.

Dans le cadre d'un modèle purement collisionnel, les valeurs absolues des intensités de raies $K\alpha$ dépendent à la fois de l'énergie totale des électrons rapides et de la température caractéristique T_{hot} de leur distribution énergétique. Par contre, la *variation* de l'intensité en fonction de l'épaisseur, ainsi que le rapport $I_{K\alpha}(Cu)/I_{K\alpha}(Al)$ dépendent uniquement de la température T_{hot} , et non pas de l'énergie totale, comme cela est montré, par exemple, dans le modèle de Harrach & Kidder[Harrach81]. Le dépôt d'énergie suit une loi exponentielle $\sim \exp(-x/L_{exp})$, où L_{exp} est une profondeur de pénétration qui dépend uniquement de la température caractéristique T_{hot} des électrons et des paramètres de la cible (ρ, A, Z). Cette hypothèse, généralement acceptée et déjà utilisée pour l'interprétation de résultats d'émission $K\alpha$, obtenus dans des conditions expérimentales semblables[Beg97, Pisani00b], sera suivie par la suite.

Nous avons donc estimé d'abord la profondeur de pénétration L_{exp} , en interpolant les valeurs expérimentales de l'intensité $K\alpha$, proportionnelle à l'énergie déposée, en fonction de l'épaisseur, à l'aide d'une loi exponentielle (figure 5.2). Nous avons ainsi déduit les valeurs suivantes :

- $L_{exp} \approx 220 \pm 30 \mu m$ dans le cas des raies froides de l'aluminium et du cuivre ;
- $L_{exp} \approx 120 \pm 20 \mu m$ pour la raie "chaude" (5+) de l'aluminium.

Cela indique qualitativement que, dans nos conditions, la région chauffée par le faisceau d'électrons est bien inférieure à la distance de pénétration des électrons eux-mêmes.

Afin d'estimer la température caractéristique T_{hot} et l'énergie totale des électrons rapides, nous avons comparé l'intensité des raies $K\alpha$ observées avec des simulations collisionnelles du transport électronique. A cet effet, nous avons utilisé le code Monte-Carlo PropEl [Gremillet01] qui est brièvement décrit dans l'annexe A. Dans ce code, chaque électron rencontre un milieu de propagation froid et non perturbé, avec lequel il interagit uniquement par collision. Le code traite les cibles multicouches et calcule le rendement $K\alpha$ des couches fluorescentes de cuivre et d'aluminium. Dans ce dernier cas, tout le rayonnement généré est attribué à la raie "froide", car les processus de chauffage et d'ionisation ne sont pas pris en compte. Avec ces simulations, nous ne pouvons donc pas interpréter l'intensité des raies décalées. La source d'électrons est caractérisée par une valeur de l'énergie totale, une distribution énergétique et angulaire. Nous avons choisi une source d'électrons maxwellienne relativiste 1D en impulsion, donnée par :

$$f(T_{hot}, p) = \exp \frac{-0.511((1 + p^2)^{1/2}) - 1.}{T_{hot}} \quad (5.3)$$

Ce type de distribution (maxwellienne en impulsion ou en énergie) s'est avéré compatible avec la plupart des résultats obtenus jusqu'à présent sur la propagation

d'électrons rapides, ainsi qu'avec des modèles d'accélération basées sur la force pondéromotrice [Wilks92].

Afin de comparer avec les résultats expérimentaux, nous avons effectué un grand nombre de simulations, en faisant varier l'épaisseur de la couche de propagation et la température caractéristique de la distribution dans l'intervalle $200 - 1000\text{keV}$. Cet intervalle correspond aux valeurs obtenues lors des expériences précédentes effectuées dans des conditions semblables [Pisani00b]. Il comprend notamment les valeurs de température prédites par les lois d'échelle de Beg ($360 - 460\text{keV}$) et de Wilks ($580 - 950\text{keV}$), pour notre niveau d'éclairement ($\approx 5 \times 10^{18} - 10^{19}\text{Wcm}^{-2}$). La divergence angulaire initiale des électrons est supposée nulle. Les conditions aux interfaces d'entrée et de sortie de la cible sont "absorbantes" : les électrons franchissant ces interfaces sont "perdus". La validité de cette hypothèse sera discutée dans la suite.

Dans la figure 5.3, nous avons tracé l'émission $K\alpha$, correspondant à une énergie initiale des électrons d'un Joule. Si on observe la profondeur de pénétration prédite par les simulations, la température T_{hot} "apparente" de la distribution, c'est à dire celle qui interpole le mieux les points expérimentaux, à la fois du cuivre et de l'aluminium, se situe entre 300 et 400keV . A titre d'exemple, dans la figure 5.4, nous comparons les résultats du cuivre avec la simulation, pour différentes températures de la distribution et une énergie totale injectée de $10J$, correspondant à une conversion d'environ 25% . On observe que le fit exponentiel des points expérimentaux est en bon accord, malgré les barres d'erreur importantes, avec la courbe calculée pour une température de 400keV .

Cependant, si l'on considère le rapport de l'émission du cuivre sur celle de l'aluminium, qui doit à priori être directement lié à la température de la distribution et indépendant de l'énergie totale injectée, les résultats expérimentaux montrent une différence importante par rapport aux simulations (figure 5.5). Le rapport simulé reste toujours au dessus des points expérimentaux. D'autres processus, qui ne sont pas décrits par les calculs, doivent intervenir et modifier les intensités d'émission.

De plus, si l'on estime l'énergie totale du faisceau d'électrons rapides (pour une température de 400keV) sur la base des *valeurs absolues* des intensité $K\alpha$, on constate qu'il faut supposer une énergie totale du faisceau d'électrons de $\approx 10J$, pour reproduire le signal du cuivre et $\approx 18J$ pour celui de l'aluminium. Compte tenu de l'énergie laser typique ($35 - 40J$), ces valeurs correspondent à des rendements de conversion laser-électrons d'environ 25% et 50% . Dans le cas du cuivre ce rendement (25%) est acceptable, quoique élevé, mais il ne l'est pas du tout pour l'aluminium, car sur la base de l'ensemble des résultats publiés [Pisani00a, Wharton98, Key98, Beg97] le rendement de conversion se situe typiquement entre $5 - 10$ et $30 - 35\%$, suivant les conditions de préimpulsion.

Nous en concluons que l'émission $K\alpha$ de la couche d'aluminium est bien supérieure aux prévisions du code, ce qui peut également expliquer le désaccord observé sur le rapport Cu/Al . Nous proposons, dans la suite, des explications possibles à ce comportement.

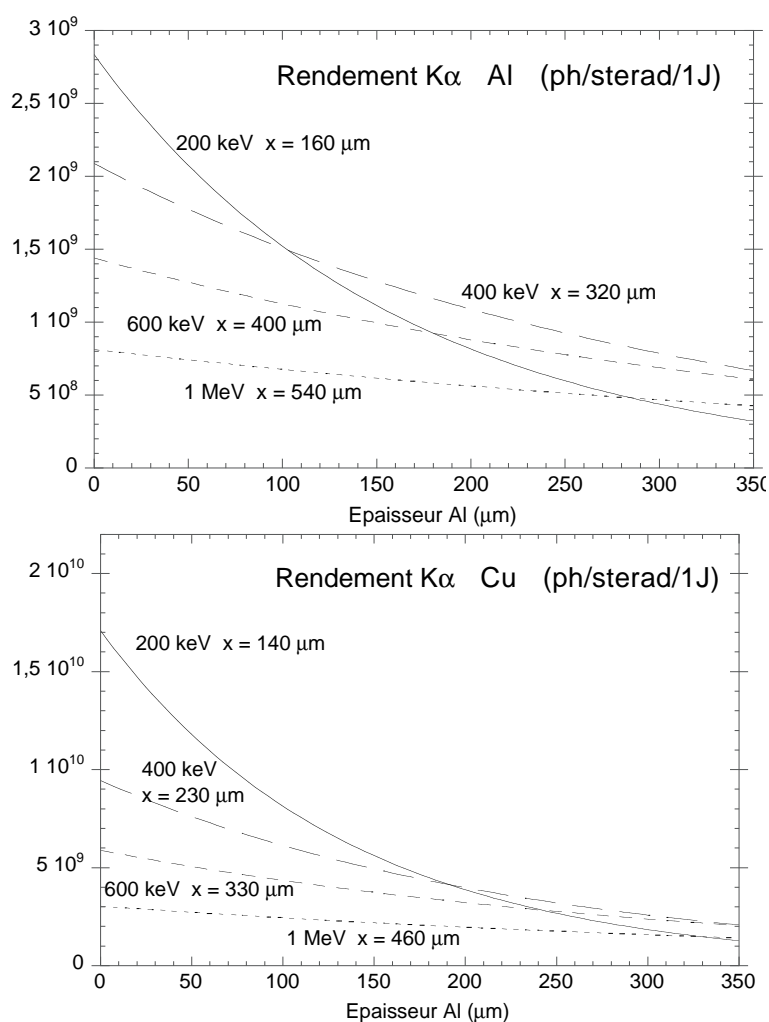


FIG. 5.3 – Emission calculée de la raie $K\alpha$ froide de l'aluminium (en haut) et du cuivre (en bas) en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation (cibles Al-Cu-Al) pour différentes températures. La profondeur caractéristique de pénétration est également indiquée.

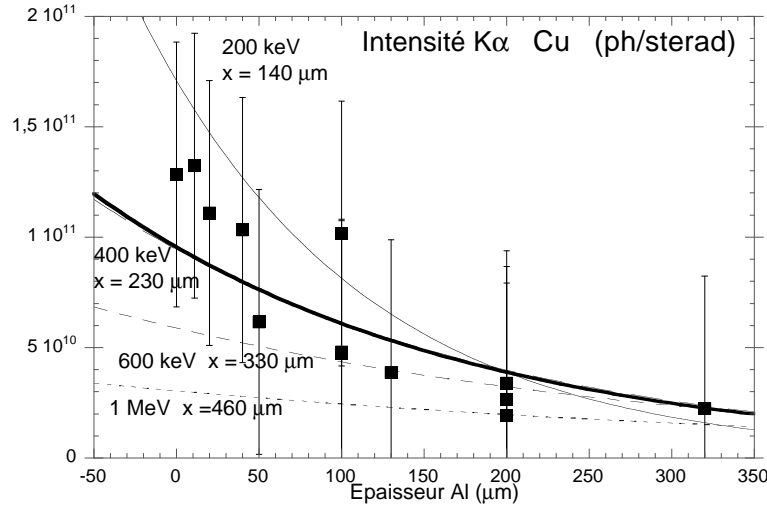


FIG. 5.4 – Comparaison de l'émission $K\alpha$ froide du cuivre avec la simulation (E injectée $10J$). Le fit exponentiel des points expérimentaux (courbe en gras), se superpose à la courbe calculée à 400keV .

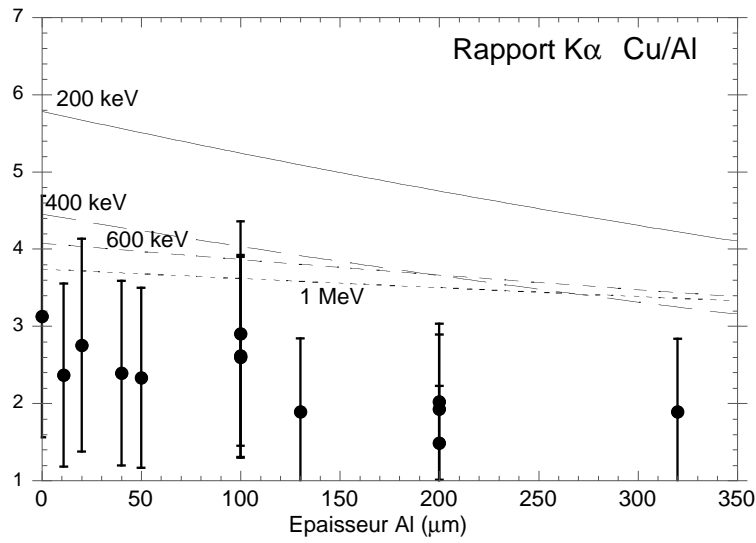


FIG. 5.5 – Rapport d'émission de la raie $K\alpha$ du cuivre et de l'aluminium en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium, pour des cibles Al-Cu-Al. Points expérimentaux et simulations à différentes températures.

5.2.3 Recirculation

L'émission $K\alpha$ de la couche fluorescente d'aluminium peut être augmentée, en raison d'une réflexion, vers l'intérieur de la cible, d'une partie des électrons rapides arrivés à la surface de sortie (phénomène de "refluxing"). Cette réflexion est due au champ électrique ambipolaire E_{sheath} , formé par les électrons rapides sortant par la surface arrière et se fait sur une distance de l'ordre de la longueur de Debye "suprathermique" $D_{b,hot}$ [Mackinnon02, Sentoku02, Wilks01, Davies96] :

$$E_{sheath} \propto (T_{hot,b} n_{hot,b})^{1/2} \quad (5.4)$$

$$D_{b,hot} = \left(\frac{k_B T_{hot,b}}{4\pi n_{hot,b} e^2} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

où $T_{hot,b}$ et $n_{hot,b}$ sont respectivement la température caractéristique et la densité des électrons rapides sortant par la surface arrière. La formation du champ ambipolaire ("sheath field") est un phénomène dynamique, dont la description n'est pas triviale et qui est à la base des modèles les plus récents pour décrire l'accélération des ions à la surface arrière. En effet, ce champ, entretenu par les électrons rapides, peut extraire des ions de la cible et les accélérer jusqu'à des énergies de quelques dizaines de MeV. Dans la figure 5.6, nous présentons un schéma du processus de recirculation, ainsi qu'une simulation PIC (réalisée par Y.Sentoku[Mackinnon02] avec des paramètres proches de nos conditions expérimentales) qui confirme la présence d'électrons réfléchis par le champ ambipolaire. Il a été également proposé[Mackinnon02] que les électrons puissent se réfléchir même sur la face avant de la cible, pouvant donc recirculer plusieurs fois, suivant leur énergie de départ et l'épaisseur de la cible. L'état du plasma en face avant n'étant pas bien connu après l'arrivée de l'impulsion principale dans nos conditions expérimentales, cette hypothèse de refluxing multiple doit être considérée plutôt comme un cas extrême.

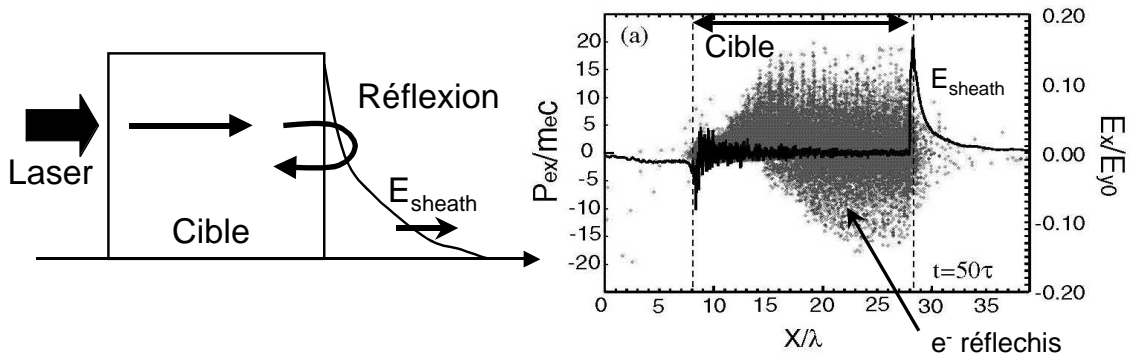


FIG. 5.6 – Schéma de la recirculation des électrons (réflexion sur le champ ambipolaire en face arrière). A droite, une simulation PIC montre la présence ($p_x < 0$) d'électrons réfléchis.

Les simulations de transport montrent qu'une fraction importante des électrons rapides n'est pas arrêtée à l'intérieur de la cible, notamment pour les épaisseurs inférieures à $200\mu\text{m}$. Par conséquent, si l'on retient l'hypothèse du refluxing (simple ou multiple), les électrons peuvent déposer davantage d'énergie dans la cible et produire davantage de photons dans les couches fluorescentes, en particulier dans la couche d'aluminium, qui constitue la couche arrière de la cible.

L'hypothèse de recirculation peut donc réduire l'incongruité des résultats d'émission $K\alpha$ de la couche d'aluminium. Pour mieux comprendre l'effet de la recirculation sur les rendements $K\alpha$, nous avons alors simulé le cas limite "irréaliste" d'une réflexion totale sur les faces avant et arrière (figure 5.7). Tous les électrons sont, dans ce cas, arrêtés à l'intérieur de la cible et participent à la génération du rayonnement $K\alpha$. On peut observer qu'ici, par rapport au cas sans réflexion, le rendement $K\alpha$ calculé est

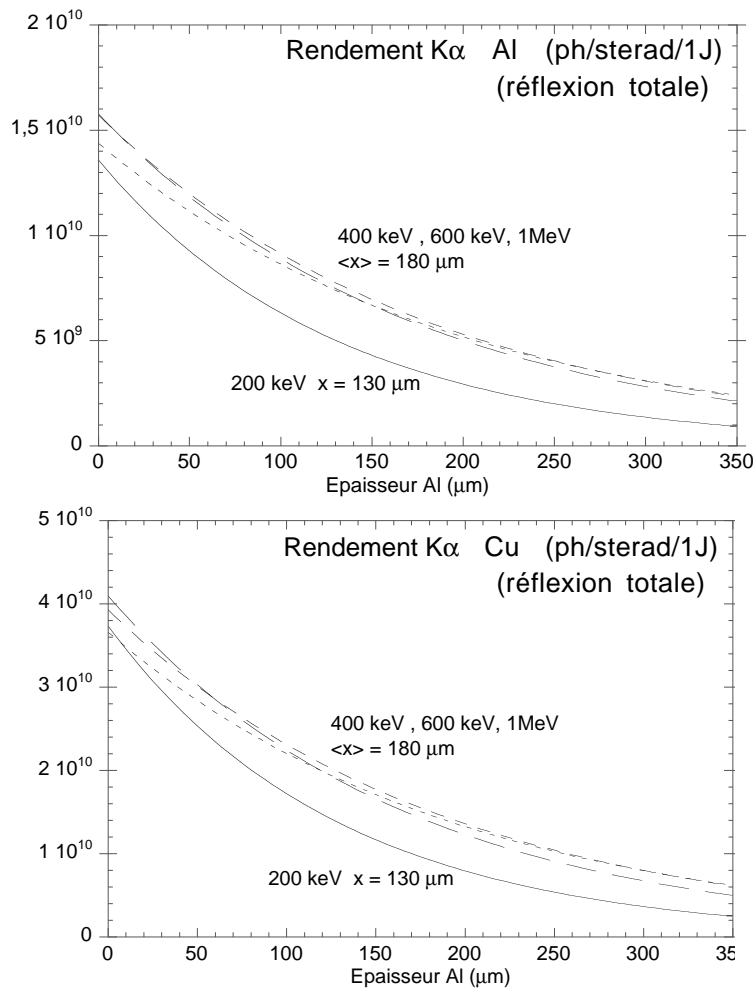


FIG. 5.7 – Intensité calculée de la raie $K\alpha$ de l'aluminium (figure du haut) et du cuivre (figure du bas) en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation (cibles Al-Cu-Al), pour différentes températures avec réflexion totale.

nettement supérieur (facteur 3 – 4 pour le cuivre et 5 – 6 pour l'aluminium). Dans le même temps, le rapport d'émission cuivre sur aluminium diminue et se rapproche des valeurs expérimentales. On constate aussi que les courbes dépendent faiblement de la température initiale de la distribution des électrons. Les valeurs calculées de la pénétration ($\approx 180\mu m$) restent compatibles, quoique légèrement inférieures, aux valeurs expérimentales ($\approx 220\mu m$). Pour ce qui concerne le nombre total de photons, une énergie initiale de $3J$ permet de reproduire les données expérimentales des deux couches fluorescentes en même temps. Toutefois, la conversion énergie laser - énergie électronique est alors inférieure à 10% ce qui est à priori trop faible, si l'on compare avec des valeurs publiées pour des conditions expérimentales similaires. Du point de vue quantitatif, la situation réelle semble donc être intermédiaire entre les deux cas extrêmes sans réflexion et avec réflexion totale, dans le cadre d'un modèle purement collisionnel. Une réflexion uniquement en face arrière, par exemple, donne des valeurs du rendement $K\alpha$ intermédiaires entre les deux extrêmes, compatibles avec les données expérimentales. Cependant, il n'est pas possible d'introduire une description réaliste du phénomène de la réflexion sans décrire la dynamique du champ ambipolaire qui en est responsable.

En conclusion, on peut affirmer que les résultats expérimentaux sont compatibles avec une source d'électrons ayant une distribution maxwellienne de température de $300 - 400keV$ et d'énergie totale comprise entre 3 et $10J$. Les résultats suggèrent la présence d'un phénomène de recirculation partielle des électrons.

Test sur la recirculation Pour répondre de façon claire à cette hypothèse de recirculation, nous avons modifié les cibles multicouches Al-Cu-Al, en faisant varier uniquement l'épaisseur de la couche arrière d'aluminium (figure 5.8, gauche).

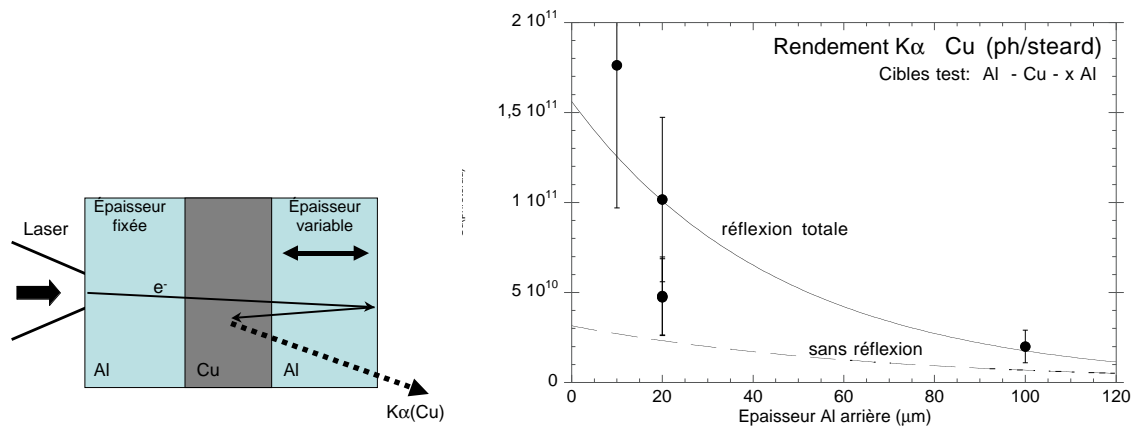


FIG. 5.8 – A gauche : schéma des cibles utilisées. A droite : intensité de la raie $K\alpha$ du cuivre (points) en fonction de l'épaisseur de la couche arrière d'aluminium (cibles Al ($100\mu m$) - Cu ($20\mu m$) - x Al, expérience RAL), et simulations PROPEL correspondantes, avec (trait continu) et sans réflexion totale des électrons, pour une température de $500keV$.

Sans "refluxing", les électrons produisent toujours la même émission $K\alpha$ dans le cuivre, indépendamment du matériau qui se trouve après. Si l'on augmente l'épaisseur de la couche finale d'aluminium, l'émission du cuivre détectée en sortie de la cible, décroît uniquement en fonction l'absorption. Par contre, si le "refluxing" est présent, l'émission du cuivre doit décroître plus rapidement lorsque l'épaisseur de la couche finale augmente : les électrons produisent moins de photons au fur et à mesure que le chemin qu'ils doivent parcourir pour "recirculer" et atteindre de nouveau la couche de cuivre, augmente. Dans la figure 5.8, nous avons tracé les points expérimentaux, qui sont en meilleur accord avec le cas du refluxing ($E = 5J$, conversion $\sim 15\%$), malgré les barres d'erreur importantes. Nous avons vérifié ce même comportement avec d'autres séries de tirs, ayant des épaisseurs différentes de la couche de propagation.

5.2.4 Cibles avec couche de propagation en plastique

Pour étudier l'influence de la conductivité électrique initiale de la couche de propagation, nous avons effectué une série de tirs sur des cibles contenant une couche de propagation de plastique (Al-CH-Cu-Al). Nous n'avons obtenu qu'un signal sur les raies froides, la raie chaude "5+" de l'aluminium n'étant visible que pour la cible la plus mince de cette série (Al ($10\mu m$) - CH ($10\mu m$) - Cu ($25\mu m$) - Al ($10\mu m$)).

On observe (figure 5.9) que l'émission $K\alpha$ chute de manière abrupte (d'un facteur ≈ 2.5) au bout de $50\mu m$ de plastique. Les simulations collisionnelles montrent une décroissance beaucoup moins marquée, que ce soit avec, ou à fortiori, sans refluxing. Pour retrouver les données expérimentales, nous avons effectué diverses simulations avec réflexion totale (énergie $3J$, température variable comme pour les cibles -Al-Cu-Al). Il apparaît impossible d'interpoler les points expérimentaux quelque soit la température de la distribution d'électrons.

Cette impossibilité est probablement la signature d'une forte inhibition du transport électronique, comme cela a déjà été observé [Pisani00b]. La conductivité initiale, très faible, défavorise la neutralisation en courant du faisceau rapide, générant ainsi un champ électrique de rappel plus important, par rapport au cas d'un conducteur, responsable alors de l'inhibition de la propagation.

La particularité du comportement des cibles avec couche plastique est mise en évidence également par la taille et la topologie de la tache d'émission $K\alpha$, détectée avec le diagnostic d'imagerie. Comme nous l'avons montré dans la figure 4.31 (chapitre 4), cette tache a tendance à être plus grande et présente une distribution irrégulière de l'intensité (points chauds), qui résultent de la traversée du plastique ainsi que de l'interface plastique-cuivre. Nous pouvons formuler plusieurs hypothèses quant à ces spécificités observées pour le plastique comme couche de propagation :

- Lors de la fabrication des cibles, certaines non-uniformités macroscopiques de l'interface CH-Cu existent, dues au processus de collage.

- Un effet du champ magnétique associé à la variation abrupte de la conductivité du milieu, à l'interface isolant-conducteur [Bell98]. Des simulations récentes ² montrent cependant que cet effet n'est visible que dans les premières $100-200\text{ fs}$, au début de la propagation. Ensuite, le chauffage de la cible ionise la couche plastique, ce qui réduit de manière importante l'écart de conductivité entre les couches et donc la génération du champ magnétique.
- Une instabilité de la propagation du faisceau à l'intérieur de la couche plastique. Ces processus (instabilités électro-thermique) peuvent conduire à une filamentation du faisceau d'électrons. Les filaments formés peuvent ensuite se fondre, donnant lieu à des macro-filaments, détectables par le diagnostic d'imagerie $K\alpha$.

Toutefois, il n'est pas possible, à partir de nos données expérimentales, d'établir quels phénomènes agissent de façon effective.

²L.Gremillet, communication privée

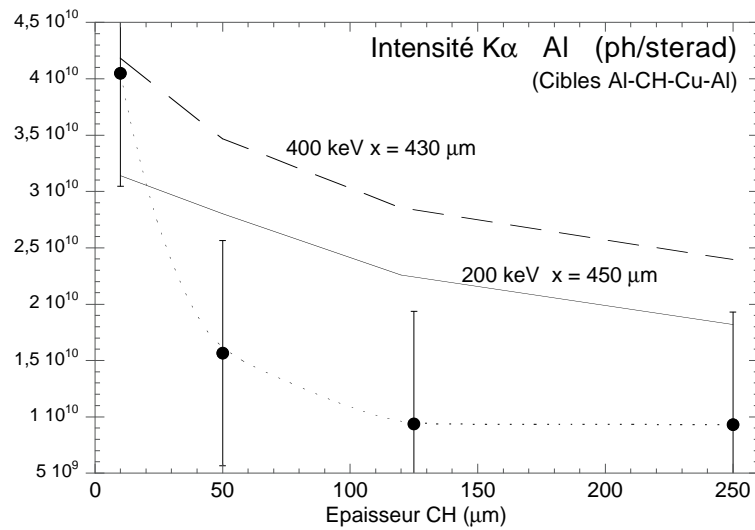


FIG. 5.9 – Intensité $K\alpha$ expérimentale de l'aluminium (points) en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation plastique (cibles multicouches Al ($10\mu\text{m}$) - x CH - Cu ($25\mu\text{m}$) - Al ($10\mu\text{m}$)) et simulations PROPEL correspondantes, avec réflexion totale, pour différentes températures et une énergie du faisceau d'électrons de $3J$. La courbe reliant les points expérimentaux a été tracée pour guider l'œil.

5.2.5 Cibles d'aluminium massif

Afin de pouvoir détecter plus aisément le signal OTR et l'émission XUV , nous avons utilisé également des cibles d'aluminium massif. Remarquons que tous les problèmes mentionnés auparavant, liés aux interfaces, difficiles à prendre en compte dans les simulations, n'existent pas pour les cibles en aluminium. On peut donc effectuer une comparaison directe et plus réaliste avec les modèles de propagation et plus particulièrement de chauffage par les électrons rapides. Ici, le rayonnement $K\alpha$ est généré dans toute la profondeur, mais la contribution la plus importante provient des derniers 10 – 20 microns. Ceci est dû principalement à la réabsorption du rayonnement, qui se fait surtout dans le milieu froid (longueur d'atténuation $\approx 9.2\mu m$), puisque l'angle d'observation (40°) est supérieur à l'ouverture typique du faisceau d'électrons ($\pm 20^\circ$).

Nous présentons d'abord les résultats expérimentaux (figure 5.10), en nous limitant aux épaisseurs $\geq 20\mu m$. En effet, pour des cibles plus minces, il n'est pas possible de déterminer si le chauffage détecté est dû aux électrons rapides ou à la couche d'interaction de la face avant ($< 1\mu m$). En effet, on détecte une émission importante de raies thermiques (raie de résonance $He\alpha$, $Ly\alpha$), tandis que l'émission $K\alpha$ est très faible. A partir d'une épaisseur de $20\mu m$, cette tendance s'inverse, l'émission $K\alpha$ devient dominante. Cela signifie que l'on commence à détecter l'effet de la propagation des électrons dans des régions plus profondes et froides de la cible. Ce raisonnement ne s'applique pas aux cibles multicouches, où l'on détecte uniquement le rayonnement provenant des couches arrières.

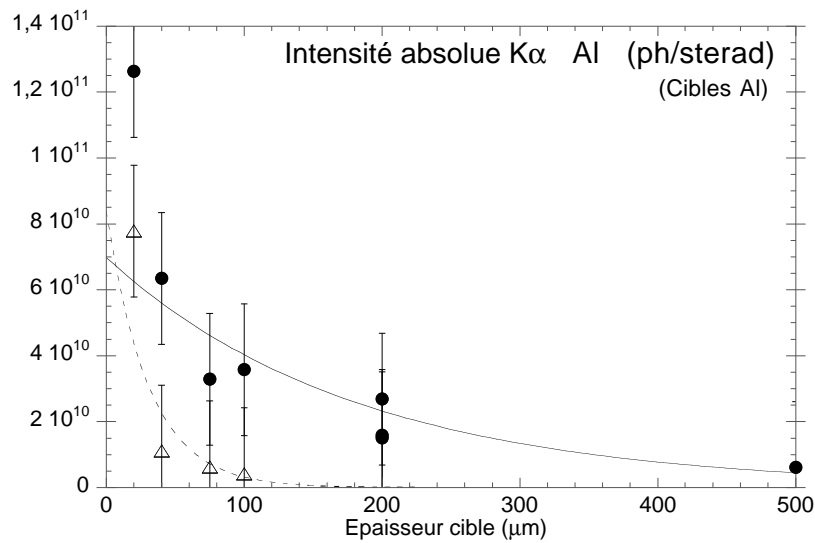


FIG. 5.10 – Intensité expérimentale des raies $K\alpha$ froide (points) et 5+ (triangles) de l'Al, en fonction de l'épaisseur (cibles d'aluminium) avec fit exponentiel.

A partir des données expérimentales, nous avons déduit une profondeur de pénétration des électrons, qui vaut environ 180 – 200 μm . Cette valeur est compatible avec les

résultats obtenus avec les cibles multicouches (Al-Cu-Al), et avec une température d'environ 400keV .

Pour mieux comprendre l'effet de la recirculation cette fois-ci dans le cas des cibles d'aluminium, nous avons comparé avec des simulations, pour les trois cas suivants : a) sans réflexion, b) avec réflexion en face arrière uniquement et c) avec réflexion en face avant et arrière. Comme on l'avait remarqué pour les cibles multicouches, la température de la distribution électronique joue un rôle uniquement en absence de réflexion. Lorsque la température de la distribution est faible, les électrons sont plus efficacement ralentis dans la cible. Dans le cas contraire, ils se propagent de manière balistique pour notre gamme d'épaisseurs ($10 - 300\mu\text{m}$). Cette différence de comportement est moins évidente en présence de réflexion, car tous les électrons sont arrêtés dans la cible.

Pour retrouver le nombre total de photons $K\alpha$ mesuré, nous obtenons des valeurs de conversion de 30% (sans réflexion), 16% (réflexion arrière) et 5% (réflexion totale). Parmi ces valeurs, seules les deux premières apparaissent acceptables eût égard aux valeurs publiées. Cela indique donc l'existence probable d'une recirculation, au moins partielle, pour expliquer les résultats expérimentaux.

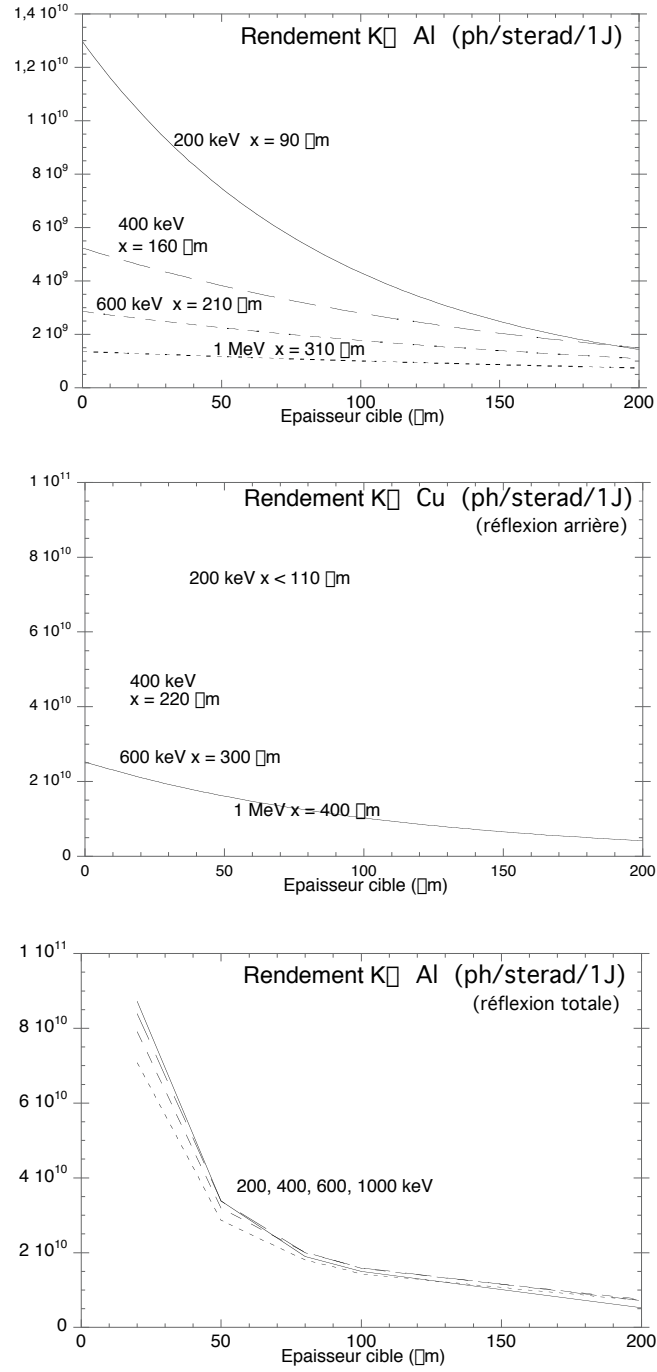


FIG. 5.11 – Rendements d'émission simulés de la raie $K\alpha$ froide de l'aluminium en fonction de l'épaisseur de la cible, pour différentes températures : sans réflexion (haut), avec réflexion en face arrière (centre), avec réflexion en face arrière et avant (bas).

5.3 Estimation du chauffage

5.3.1 Analyse des raies $K\alpha$ chaudes

Les raies $K\alpha$ de l'aluminium décalées spectralement, que nous avons détectées dans les cibles d'aluminium ainsi que dans les cibles multicouches Al-Cu-Al, fournissent des indications sur le chauffage du milieu.

Dans nos conditions, nous n'avons observé que la raie "5+" jusqu'à une profondeur d'une centaine de microns, avec une décroissance exponentielle beaucoup plus rapide que celle de la raie froide (facteur $\leq 1/2$ sur la longueur d'atténuation). Par contre, la raie "6+", correspondant à un niveau de chauffage plus élevé, n'est visible que dans deux cas : cible Cu ($25\mu m$) -Al ($16\mu m$) (sans couche frontale d'Al) et cibles Al $\leq 20\mu m$, où par ailleurs la raie "7+" est également visible. Dans tous les autres cas, il n'y a *aucune évidence des raies $\geq 6+$* . Lorsque l'on trace le rapport d'intensité entre les raies $K\alpha$ "5+" et froide en fonction de l'épaisseur, on observe qu'il se situe, dans le cas des cibles multicouches (figure 5.12), autour d'une valeur 0.2, quasi constante.

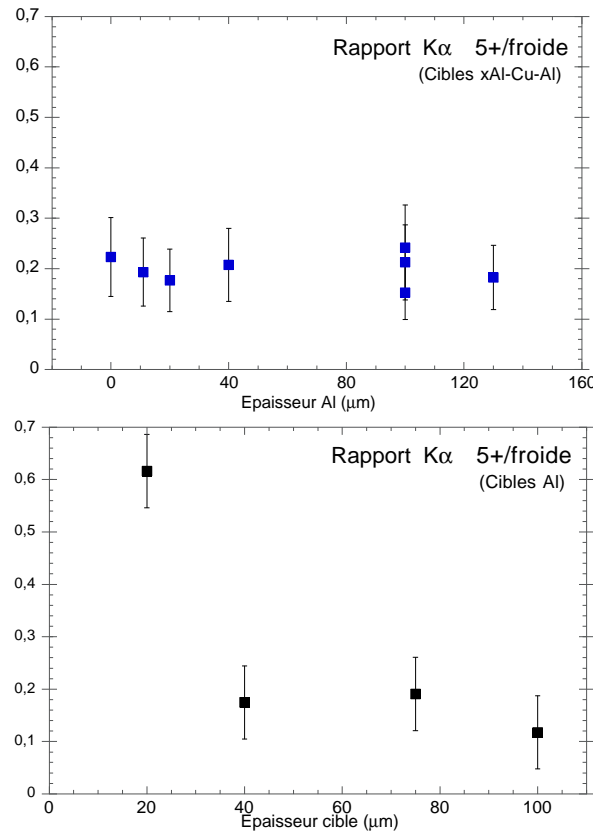


FIG. 5.12 – Rapport d'intensité des raies $K\alpha$ 5+ et froide de l'aluminium, en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium pour des cibles Al-Cu-Al (en haut) et d'aluminium simple (en bas).

En raison de la barre d'erreur importante, il n'est pas possible d'apercevoir une variation du rapport avec l'épaisseur. Dans le cas de l'aluminium simple, le rapport vaut 0.6 pour la cible de $20\mu m$ et ensuite se stabilise autour de 0.2 pour les épaisseurs plus importantes.

Pour interpréter ces résultats, il faut d'abord rappeler comment les raies décalées sont générées. Le nombre de photons $K\alpha$ émis sur une raie décalée à un endroit donné à l'intérieur de la cible, est *proportionnel* au nombre d'atomes qui se trouvent dans l'état d'ionisation correspondant et au courant d'électrons rapides j_b . Par exemple, l'intensité de la raie "5+" (ou "oxygen-like") que nous avons détectée est proportionnelle à la population ionique de l'état 4+ (car il faut décompter l'électron arraché en couche K, par l'électron incident) :

$$I_{K\alpha,5+} \propto n_{4+} \times j_b \quad (5.6)$$

Pour analyser l'intensité mesurée, il faut donc considérer en même temps ces deux termes. Cependant le courant d'électrons rapides n'est ni indépendant du chauffage, ni confiné uniquement aux régions chaudes ; il y a donc plusieurs aspects à considérer :

- l'ionisation du milieu à un endroit donné à l'intérieur de la cible ou, plus particulièrement, les populations ioniques ;
- la géométrie du faisceau d'électrons rapides, qui détermine le flux d'électrons disponible pour générer l'émission $K\alpha$;
- la dynamique de la propagation du faisceau et du dépôt d'énergie ; les électrons rapides en effet, sont à l'origine, à la fois du chauffage et de l'émission $K\alpha$ qui permet de le révéler.

Ces trois facteurs, que nous allons discuter par la suite, agissent de façon couplée pour donner lieu aux intensités de raies observées, car notre mesure $K\alpha$ était intégrée spatialement et temporellement.

5.3.2 Double ionisation KL

Avant de commencer l'analyse, il faut avant tout examiner un second processus qui peut contribuer à l'intensité de la raie "5+", et qui est lié étroitement à la formation de la raie $K\alpha$ froide. Il s'agit de la double ionisation KL, qui conduit à une transition X à partir d'un état initial excité, ayant une lacune dans la couche K (comme pour la transition $K\alpha$ ordinaire) et une lacune dans la couche L ($KL \rightarrow LL$) [Gauthier95]. Cette transition correspond à une longueur d'onde qui est très proche de la raie décalée "5+" et ne peut pas être distinguée avec notre résolution spectrale. La présence de cette raie "satellite" " KL ", est liée au fait qu'il existe une probabilité non nulle, qu'à la suite de l'impact de l'électron rapide incident, deux électrons soient arrachés.

La théorie [Aberg67] affirme que cette probabilité est indépendante de l'énergie de la particule incidente dans nos conditions, et prévoit un rapport de 9% entre l'intensité

de cette raie "KL" et celle de la $K\alpha$ froide, dite raie "mère". Ce rapport étant fixé, l'intensité de la raie satellite "suit" toujours les variations de la raie mère. A priori, la présence de la raie "KL" pourrait donc réduire le "vrai" rapport 5+/froide, ce qui impliquerait un chauffage plus faible. Des expériences effectuées dans des conditions très différentes par rapport aux nôtres [Gauthier95], donnent pour le rapport une valeur de 10% (interaction avec des faisceaux continu et monocinétiques d'électrons) et 13% (interaction d'un laser court à faible énergie, $10^{16} W cm^{-2}$ et $80 fs$).

En l'absence, à notre connaissance, de mesures expérimentales de la raie satellite "KL" dans notre régime d'interaction, nous avons estimé l'importance de cette contribution, en considérant l'argument suivant : nous avons comparé la taille spatiale (transverse) de la raie "froide" avec celle de la raie décalée "5+", qui peut à priori contenir une contribution satellite "KL". Si la contribution de la "KL" était importante, alors les deux tailles devraient être toujours comparables, car la raie "KL" doit "suivre" même spatialement la raie froide dans toute la région d'émission. En revanche, même dans les spectres où la raie "5+" est au dessus du seuil de détection (par exemple, dans la figure 4.34 ou 4.35 au chapitre 4), on peut constater que sa largeur est toujours inférieure à celle de la raie froide, ce qui indique qu'elle est produite par une plus petite zone d'émission. On en conclut que la contribution de la raie "KL" est négligeable dans notre analyse.

5.3.3 Modèle d'ionisation

Examinons maintenant le premier des aspects, évoqués auparavant, qui jouent un rôle dans la production des raies $K\alpha$ décalées, i.e. l'ionisation du milieu. Pour remonter des populations ioniques associées aux raies décalées à la température du milieu, il faut utiliser un modèle d'ionisation adapté à la matière dense. Pour cela nous avons utilisé le code de physique atomique UBCAM, développé par A. Ng et A. Chiu [Chiu99]. Ce modèle s'applique au cas d'un plasma dense (entre 0.1 et 10 – 20 fois la densité du solide) et chaud (entre 1 et quelques 100eV), où les effets de corrélations ioniques et de dégénérescence des électrons sont importants. Par exemple, à la densité du solide et à 10eV, le facteur de corrélation ionique Γ_{ii} et de dégénérescence électronique Θ_e valent respectivement :

$$\Gamma_{ii} = \frac{\langle Z \rangle^2 e^2}{kTR_0} \approx 10 \quad \Theta_e = \frac{kT}{\epsilon_F} \approx 1 \quad (5.7)$$

Le code est basé sur un modèle collisionnel-radiatif, incluant les différents processus d'ionisation, d'excitation et de recombinaison. Les taux associés sont calculés dans une hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL). De plus, pour l'aluminium, le modèle considère une configuration électronique détaillée, incluant tous les états d'ionisation et environ 500 états excités. Nous avons alors calculé les fractions ioniques de l'aluminium, dans l'intervalle de température prévu dans nos conditions

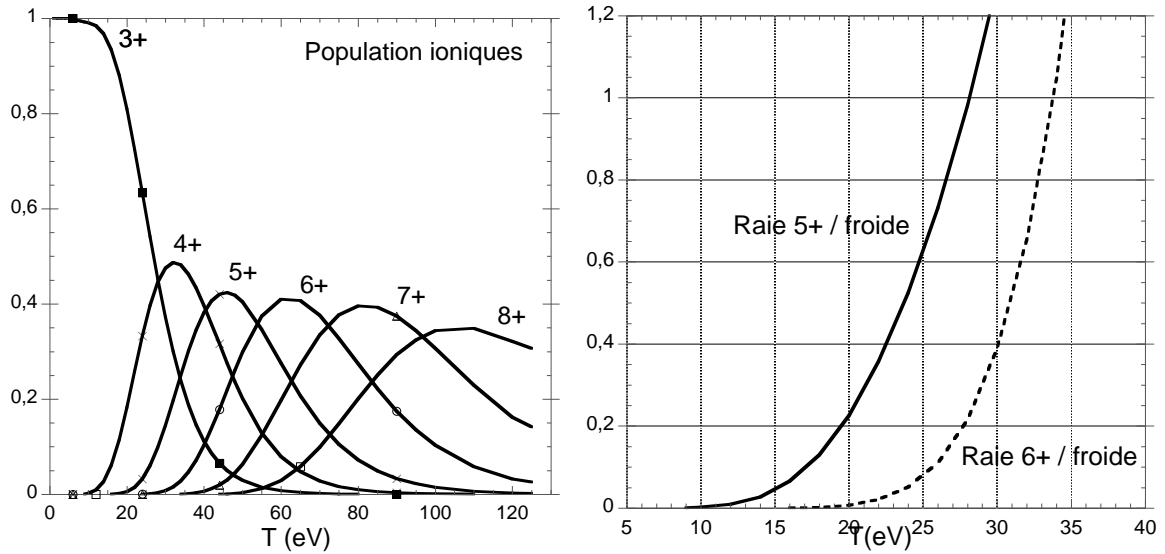


FIG. 5.13 – Populations ioniques de l'aluminium solide en fonction de la température, calculées avec le modèle atomique UBCAM (à gauche). Rapports des états 4+/froid et 5+/froid en fonction de la température (à droite).

expérimentales ($1 - 150\text{eV}$), à la densité du solide (figure 5.13). Nous avons tracé également le rapport entre les populations des premiers états ionisés (4+ et 5+, correspondant respectivement aux raies "5+" et "6+") et la population froide (3+). On peut constater qu'en dessous de 10eV , pratiquement toute la population est froide. L'état 4+ atteint 50 % de la population froide, lorsque la température vaut $\approx 25\text{eV}$. Ensuite, à partir de 60eV , l'état froid est totalement dépeuplé, moins de 1% de la population totale s'y trouve. Malheureusement, ces rapports ne peuvent pas à priori être directement comparés au rapport expérimental des raies (~ 0.2), car cette identité impliquerait d'avoir un volume uniformément ionisé et une source "sonde" d'électrons rapides indépendante du chauffage.

Il est toutefois possible de fixer une limite *inférieure* à la température, environ 20eV . En effet, le rapport expérimental (I_{5+}/I_{froide}) est toujours plus petit que le rapport des populations ioniques réellement présentes (f_{5+}/f_{froide}), en raison des effets géométriques et dynamiques, évoqués précédemment, que nous allons examiner dans la suite. Ces effets conduisent à une augmentation de l'intensité de la raie froide et, par conséquent, réduisent "artificiellement" le rapport mesuré.

5.3.4 Effets géométriques

La dispersion angulaire du faisceau, due à sa divergence initiale et aux collisions élastiques avec les atomes de la cible, favorise le chauffage au centre, dans une région, où la densité du courant est plus élevée. Il existe des indications expérimentales de cette tendance. Nous observons par exemple dans les spectres $K\alpha$, que la taille transverse

de la raie "froide" est toujours très large (même à faible intensité). Par comparaison, elle est beaucoup plus large (facteur > 2) que la raie "5+" (figure 4.35 et 4.37 au chapitre 4). Cet écart semble être lié à une taille différente de la région émettrice, plutôt qu'à un problème de dynamique du détecteur. Malheureusement, notre cristal conique ayant une résolution spatiale limitée, nous ne pouvons pas déterminer avec précision la taille de cette tache et nous devons nous limiter à cette observation qualitative. Sur la base de ces observations, il est raisonnable d'affirmer qu'une fraction non négligeable d'électrons se propagent dans des zones plus externes et froides, où ils ne peuvent produire que du rayonnement $K\alpha$ froid. Cet effet est représenté de manière schématique dans la figure 5.14 (à gauche).

Nos profils spectraux étant intégrés spatialement, cette contribution augmente donc de façon "artificielle" l'intensité de la raie froide, de telle sorte qu'il n'est plus licite de comparer directement le rapport expérimental avec les fractions ioniques. Il est donc nécessaire d'utiliser des simulations du transport. Si l'on pouvait isoler la plus petite région d'émission centrale du reste, par exemple à l'aide d'un spectromètre toroïdal, on trouverait vraisemblablement un rapport chaud/froid plus grand.

5.3.5 Aspects dynamiques

L'émission des raies $K\alpha$ se produit uniquement pendant le temps de transit des électrons rapides. Par conséquent, l'émission des raies décalées n'est pas affectée par d'autres processus de chauffage, qui interviennent plus tard, comme par exemple le chauffage dû au choc laser ou à la conduction thermique provenant de la face avant. Le signal $K\alpha$ fournit une information instantanée par rapport à l'hydrodynamique et au transport thermique, qui pourront être donc négligés.

Cependant, le fait d'avoir un faisceau d'électrons rapides qui est en même temps faisceau de chauffage et faisceau sonde présente des limitations : pour expliquer la

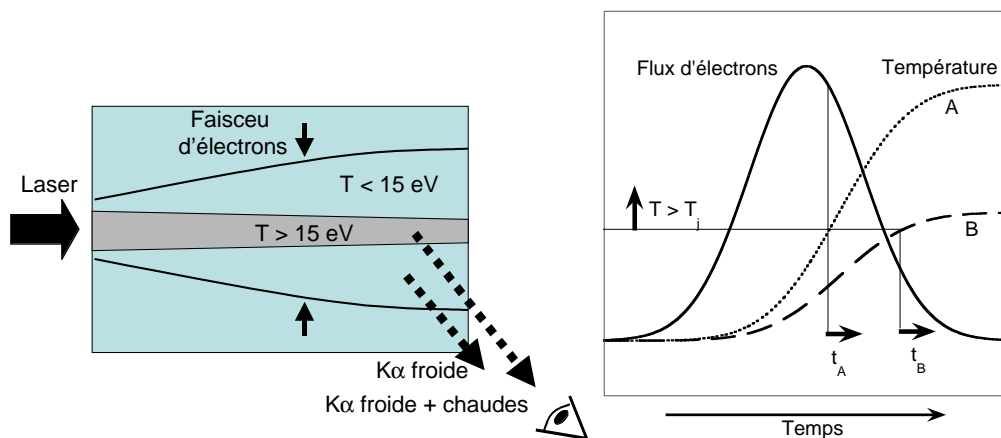


FIG. 5.14 – Représentation schématique des effets géométriques (à gauche) et de la dynamique (à droite) sur le rapport d'intensité $K\alpha$ chaude/froide.

présence même des raies décalées et leurs intensités, il est nécessaire de considérer la dynamique du faisceau dans la cible. Les électrons qui se propagent les premiers, rencontrent un milieu froid, commencent à le chauffer (par collisions et par effet ohmique) mais ne peuvent produire que du rayonnement $K\alpha$ froid. D'autres électrons arrivant après, rencontrent un milieu déjà partiellement chauffé et ionisé. Ils peuvent alors produire du $K\alpha$ chaud (raies décalées) ainsi qu'un chauffage supplémentaire. Seuls les derniers électrons vont "détecter" le chauffage induit par tous les autres. Cet effet est représenté de manière schématique dans la figure 5.14 (à droite) : on considère à titre d'exemple un endroit de la cible, soumis à un flux d'électrons donné (supposé gaussien en temps), mais pour deux dynamiques de chauffage différentes, une plus rapide (A) et une plus lente (B). Dans le cas A , la température seuil T_j pour l'apparition d'un certain état ionique j , est atteinte assez tôt (temps t_A), de sorte que le flux d'électrons encore élevé peut produire beaucoup de photons $K\alpha$ dans la raie décalée correspondante. Par contre, dans le cas B , le flux d'électrons est faible lorsque la température seuil est atteinte (t_B) et le nombre de photons généré sera donc très inférieur.

Le processus réel ne peut être décrit que par un modèle dépendant du temps, avec comme paramètres fondamentaux les temps caractéristiques suivants :

- la durée initiale du faisceau ; dans le cas de l'expérience au Rutherford, $\approx 1ps$ à mi-hauteur ;
- la durée de vie des électrons dans la cible : de l'ordre de quelques picosecondes en fonction du dépôt d'énergie et du processus de refluxing ;
- le temps de relaxation de l'énergie déposée dans le milieu, pour pouvoir atteindre une température et des états ioniques bien définis.

Ce dernier aspect représente un point délicat surtout pour la modélisation numérique de la propagation en présence des champs électromagnétiques. En effet, à l'échelle temporelle ($\sim fs$), nécessaire pour décrire l'évolution des champs, l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local et celle d'une seule température électronique et ionique, peuvent ne pas être respectées. Or cette hypothèse intervient non seulement dans le modèle atomique qui nous permet de calculer les populations ioniques, mais aussi dans l'équation d'état utilisée pour relier l'énergie déposée par les électrons à l'augmentation de température.

5.3.6 Simulation numérique du chauffage

Pour les raisons que l'on vient d'expliquer, afin d'interpréter nos résultats, nous avons utilisé le code de transport hybride collisionnel-électromagnétique PARIS[Gremillet02] (annexe A), qui tient compte de la dynamique et de la géométrie 3D. De plus, le chauffage lié au dépôt d'énergie, dû aux collisions et au champ électrique, est calculé à chaque pas de temps.

Nous avons considéré d'abord le cas des *cibles d'aluminium*, qui est le seul à pouvoir être traité correctement par le code PARIS à l'heure actuelle. Dans la comparaison avec les résultats expérimentaux nous avons exploré l'incidence d'une modification des

paramètres géométriques et énergétiques du faisceau d'électrons comme la divergence angulaire, le rayon initial, la condition de réflexion sur la face arrière et l'énergie totale des électrons.

Simulation du rayonnement $K\alpha$

Pour pouvoir comparer directement nos résultats expérimentaux avec les simulations, nous avons rajouté au code PARIS un module permettant de calculer le rayonnement $K\alpha$, sur la raie froide aussi bien que sur les premières raies décalées, suivant l'état d'ionisation du milieu. A chaque pas temporel, un électron parcourt un certain chemin Δs , dépendant de sa vitesse, au cours duquel il peut produire du rayonnement $K\alpha$, si son énergie dépasse l'énergie de liaison en couche K . Plus précisément, pour l' i -ème électron on a :

$$n_{K\alpha,i}(ph/sterad) = \frac{1}{4\pi} \sigma_K W_K n_a \Delta s_i \quad (5.8)$$

où apparaissent également la section efficace d'ionisation en couche K (σ_K), le rendement de fluorescence (W_K) et la densité atomique n_a . En connaissant la température de la cible à l'endroit et à l'instant considérés, nous pouvons calculer les populations ioniques correspondantes, à partir des données obtenues avec le code de physique atomique UBCAM, décrit auparavant. Ensuite, après avoir sommé sur tous les électrons, nous affectons le rayonnement généré aux différentes raies (notamment, la froide, la "5+" et la "6+"), proportionnellement à leurs fractions ioniques :

$$n_{K\alpha 5+}(ph/sterad) = n_{K\alpha} \frac{f_{raie5+}}{\sum_j f_j} \quad n_{K\alpha} = \sum_i n_{K\alpha,i} \quad (5.9)$$

Pour chaque raie, nous sommions les contributions à tous les pas temporels et dans tout le volume, pour obtenir l'intensité $K\alpha$ en sortie de la cible. Dans cette dernière somme, nous tenons compte de la réabsorption du rayonnement dans la cible de l'endroit où il est généré jusqu'à la sortie de la cible. La somme est supposée $1D$, car la distance cible-détecteur est largement supérieure à la taille transverse de la cible. Nous supposons toujours, faute de valeurs plus précises, que les opacités correspondent à celles de la matière froide. Cette approximation est justifiée, en raison de l'angle d'observation (40°), qui privilégie la propagation des photons dans des zones externes froides. Nous utilisons donc la formule suivante pour la raie "5+", par exemple :

$$n_{sortie,K\alpha 5+}(\alpha)(ph/sterad) = \sum_{cible} n_{K\alpha 5+}(ph/sterad) e^{-\mu_{5+} \Delta z / \cos \alpha} \quad (5.10)$$

où μ_{5+} et Δz sont respectivement le coefficient d'absorption de la raie "5+" dans l'aluminium et la distance entre le point de génération du rayonnement et la face arrière de la cible.

Paramètres de la simulation

Comme premier cas, nous avons choisi un ensemble de paramètres les plus proches possibles des conditions expérimentales (expérience Rutherford) et cohérents par rapport aux hypothèses théoriques courantes sur la source d'électrons :

- Distribution énergétique maxwellienne 1D relativiste pour le faisceau d'électrons rapides, dont la température caractéristique dépend localement (c'est-à-dire, à chaque point du profil spatial transverse et longitudinal) de l'intensité du laser par la loi de Beg ($T(r, t) = 100keV(I(r, t)/10^{17}Wcm^{-2})^{1/3}$). Nous avons utilisé cette lois, car elle reproduit, pour notre niveau d'éclairement, une température caractéristique proche de la valeur déduite ($\sim 400keV$), à partir des intensités $K\alpha$.
- La source laser est supposée gaussienne en espace et en temps, avec $\Delta t = 800fs$ et $2r = 17\mu m$ à mi-hauteur et une énergie totale de $\approx 30J$. Cela correspond à un éclairement maximum de $1.1 \times 10^{19}Wcm^{-2}$.
- La conversion laser-électrons a été prise égale à 15%, sur la base des expériences précédentes et des comparaisons des intensités $K\alpha$ avec le code collisionnel. Il en résulte que l'énergie totale du faisceau d'électrons vaut $4.4J$.
- La divergence angulaire initiale a été prise égale à $\pm 20^\circ$, conformément aux observations expérimentales, telles que l'évolution, en fonction de l'épaisseur de la cible, de la taille spatiale du pic OTR (chap. 3) et de la taille $K\alpha$ (chap. 4). Ce pic étant associé aux électrons très rapides ($> 1MeV$), qui se propagent de manière balistique à travers la cible, la mesure de la divergence associée est en principe égale à la valeur initiale des électrons accélérés.
- La cible a été prise initialement froide, en oubliant tout préchauffage éventuel par la préimpulsion ASE.
- Pour cette première simulation, aucune réflexion n'a été prise en compte en face avant et arrière de la cible. Toute particule sortant par ces interfaces est perdue pour la simulation. Cette hypothèse n'est à priori pas valable, conformément, aux résultats expérimentaux discutés précédemment, qui semblent suggérer la présence d'un refluxing au moins partiel. Nous verrons ensuite l'influence de ces processus sur les simulations.

Il faut également mentionner qu'en raison des limites de mémoire imposées par les machines à disposition, la taille transverse de la boîte numérique est fixée, pour ce type de simulations, à $50\mu m$, ce qui correspond à environ 3 fois la taille du faisceau d'électrons. Les effets de bords joueront à priori un rôle, en particulier, si une fraction non négligeable des électrons sort par les côtés de la boîte de simulation. Nous allons discuter cet effet dans la suite.

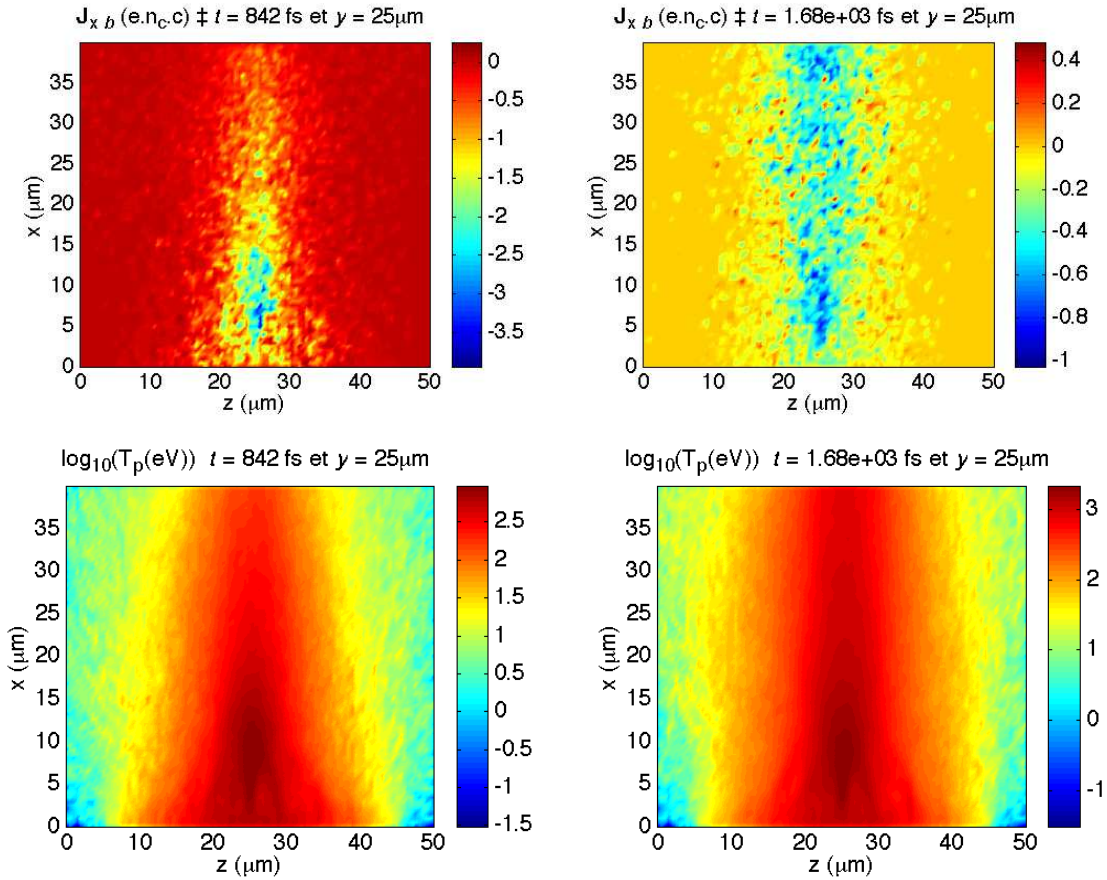


FIG. 5.15 – Carte des densités de courant d’électrons rapides (en haut) normalisée à $en_c c$ et des températures (en bas) pour une cible d’aluminium de $40 \mu m$, au milieu (gauche) et à la fin de la simulation (droite). Paramètres ”réalistes”, pour les expériences du RAL.

Résultats de la simulation

Dans la figure 5.15 nous présentons la carte de la densité du courant d’électrons et de la température d’une cible de $40 \mu m$, au milieu et à la fin de la simulation. Chaque carte correspond à une coupe longitudinale de la boîte numérique qui contient l’axe du laser. Nous pouvons constater d’abord que le faisceau reste assez bien collimaté, en dépit de la divergence initiale imposée ($\pm 20^\circ$). Par exemple, la fraction d’électrons qui arrivent à sortir par les côtés de la boîte numérique est très petite (2%). Cela est dû à l’effet du champ magnétique azimuthal, qui entoure le faisceau et qui compense efficacement la dispersion angulaire due aux collisions.

Pour ce qui concerne le chauffage, on observe que la température de la cible est élevée (au dessus de $300 - 400 eV$) dans une région centrale, légèrement plus étroite que la taille initiale du faisceau. Au centre de la face arrière, par exemple, la température vaut environ $700 eV$, comme on peut le voir dans la figure 5.16, où nous présentons un profil axial de température, pris au centre de la boîte à la fin de la simulation, ainsi

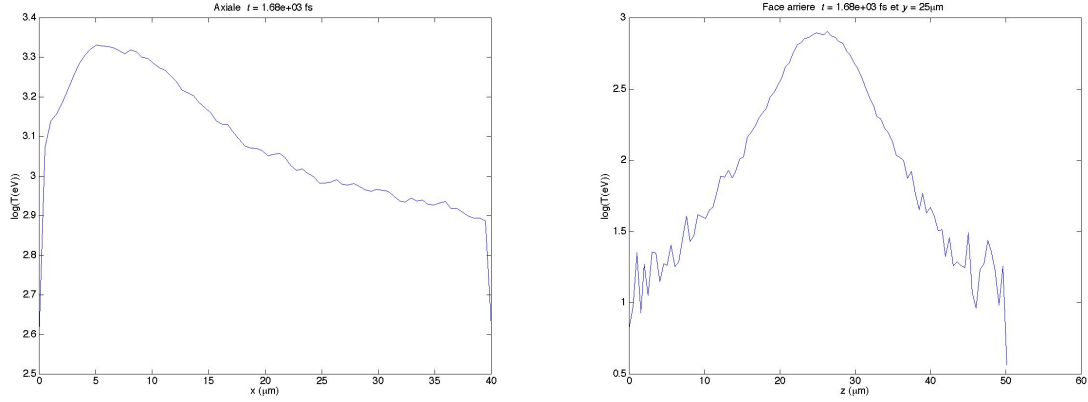


FIG. 5.16 – Profils de température sur l'axe de propagation et radial en face arrière.

qu'un profil transverse passant par le centre de la face arrière de la cible. On note un fort gradient radial, la température tombe à moins de 50eV au bout de $10 - 15\mu\text{m}$ environ. Dans nos conditions, la contribution dominante au chauffage est due à l'effet Joule, associé au courant de retour, comme on peut le voir dans la figure 5.17. Nous présentons ici le bilan énergétique de la simulation : l'énergie totale injectée dans les électrons (énergie absorbée) se retrouve sous forme d'énergie cinétique et, en petite fraction, magnétique, elle est dissipée par les collisions avec les atomes du milieu et

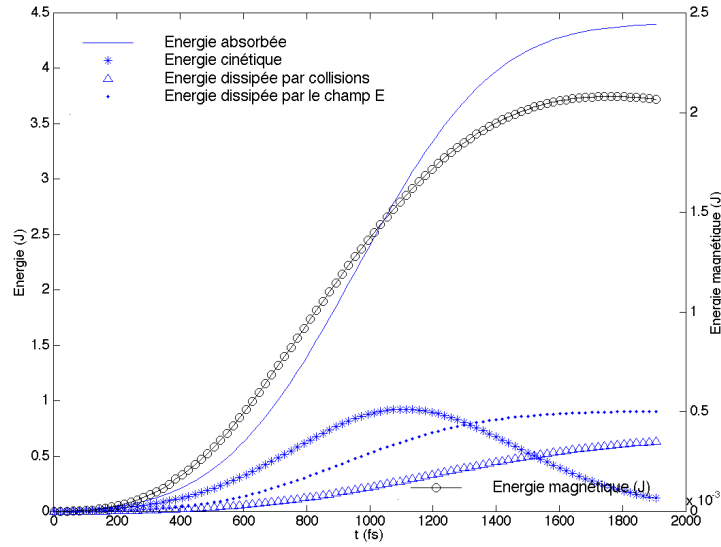


FIG. 5.17 – Bilan d'énergie : l'énergie absorbée par le faisceau d'électrons est dissipée par collisions et par effet Joule. Une fraction importante est perdue, due aux particules sortant par la face arrière.

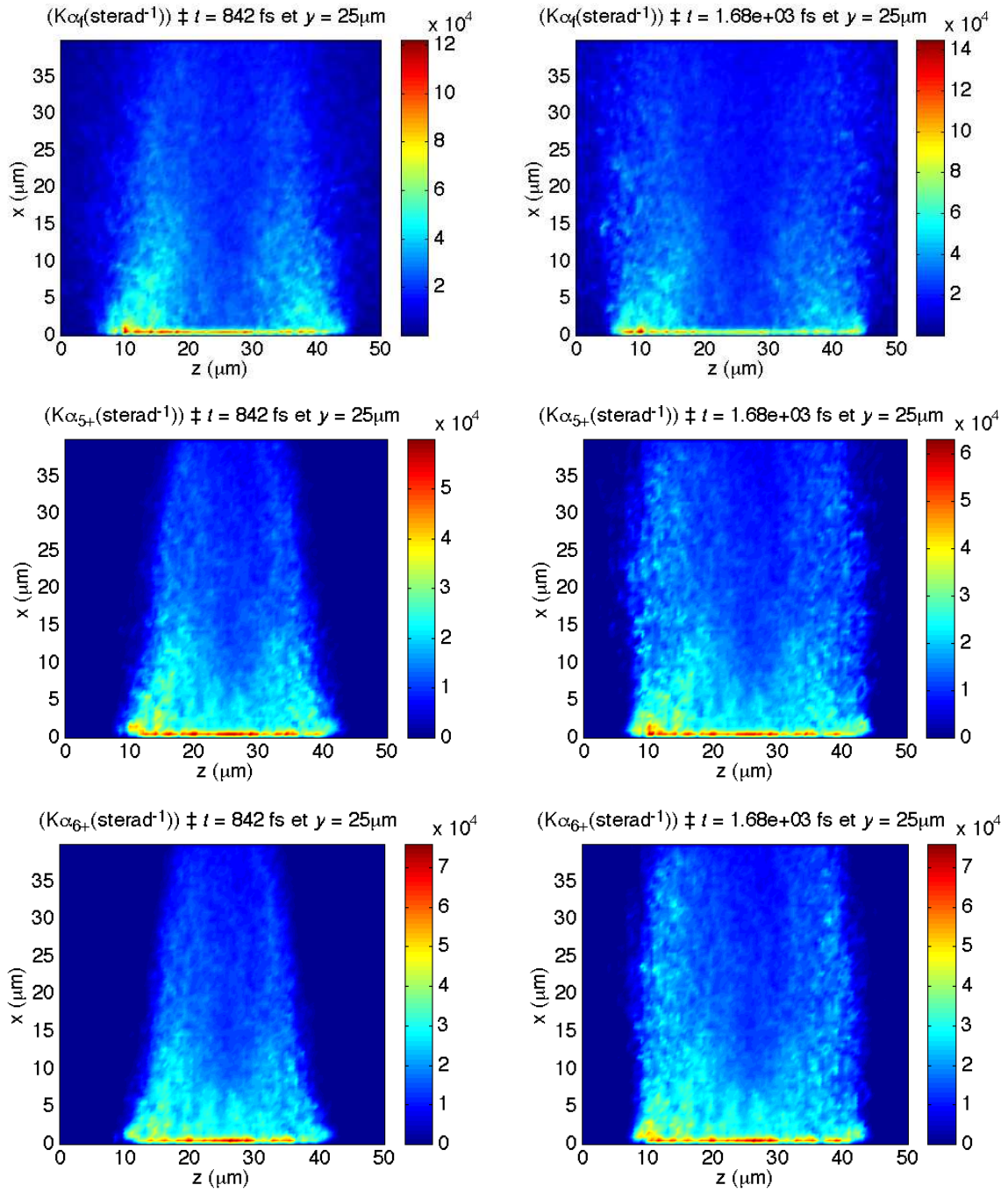


FIG. 5.18 – Génération de rayonnement $K\alpha$ froid (haut), chaud "5+" (centre) et "6+" (bas) pour une cible d'aluminium de $40\mu m$. Les coupes longitudinales correspondent au milieu (gauche) et à la fin (droite) de la simulation.

par le champ électrique auto-induit (effet Joule).

Dans la figure 5.18, nous présentons la carte axiale des photons $K\alpha$ générés pour les

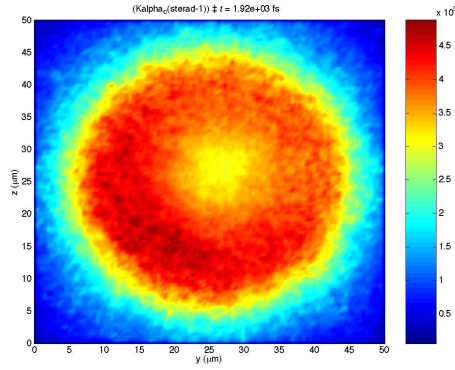


FIG. 5.19 – Tache d'émission, en face arrière, du rayonnement $K\alpha$ froid pour une cible d'aluminium de $40\mu m$.

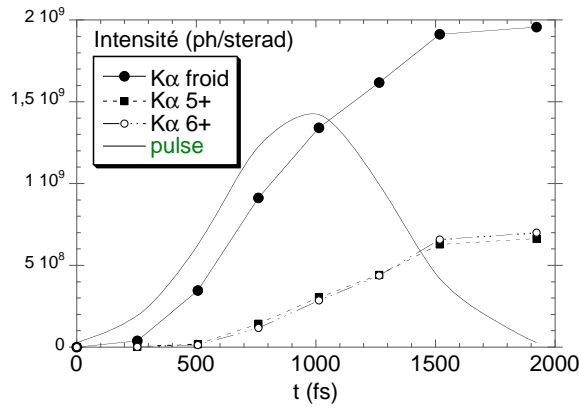


FIG. 5.20 – Évolution temporelle de l'intensité des raies $K\alpha$. Le profil temporel du faisceau d'électrons rapides injecté est également montré.

trois raies qui nous intéressent (froide, "5+" et "6+") dans la simulation de figure 5.15. On peut observer dans les trois cas que le rayonnement est généré de façon annulaire (figure 5.19). En effet, au centre, où le flux d'électrons est plus élevé (figure 5.15), les populations des états les moins ionisés sont très réduites voir même absentes, en raison des hautes températures. Au contraire dans les zones externes le chauffage est inférieur et les états "froids" dominent, mais le flux d'électrons est faible. Pour chacun des trois états considérés, il existe donc des zones intermédiaires, où le produit flux d'électrons \times fraction ionique donne un maximum d'émission $K\alpha$. Nous pouvons constater aussi que dans les régions les plus externes, où le milieu n'a pas été chauffé, seule l'émission sur la raie froide est présente. Notons cependant qu'une fraction importante des électrons sort par la face arrière, car le pouvoir d'arrêt total (électrique + collisionnel) n'est pas suffisant pour arrêter les électrons ayant quelques centaines de keV d'énergie moyenne. Le processus du refluxing, peut jouer donc un rôle important, si l'on réinjecte dans la cible les électrons.

Les valeurs de l'intensité $K\alpha$ en sortie de la cible sont résumées dans le tableau 5.1

Raie $K\alpha$	Intensité ($ph/sterad$)	Rapport sur froide
Froide	1.9574×10^9	1
"5+"	6.6283×10^8	0.338
"6+"	6.9966×10^8	0.357

TAB. 5.1 – Intensité $K\alpha$ et rapport de raies chaude/froide, calculées par PARIS.

et leur évolution en fonction du temps est présentée dans la figure 5.20. On constate que les intensités des deux raies chaudes sont comparables entre elles et leur rapport avec la raie froide est supérieure à la valeur expérimentale de 0.2 obtenue pour la raie "5+", seule raie chaude détectée pour cette épaisseur de la cible. La *présence de la raie "6"*, calculée par le code, est en donc en *désaccord* flagrant avec les données expérimentales. La simulation semble donc *surestimer le chauffage* de la cible. De plus, si l'on regarde les valeurs absolues des intensités $K\alpha$ simulées, on trouve qu'elles sont un ordre de grandeur en dessous des résultats expérimentaux (figure 5.10), ~ 30 et ~ 15 fois plus faibles, pour la raie froide et "5+" respectivement. Cette sousestimation de l'émission $K\alpha$ est associée, d'une part à l'absence de réflexion que nous avons supposée, mais surtout à la surestimation du chauffage, qui dépeuple presque totalement les états faiblement ionisés et l'état neutre pour des températures au dessus de $100eV$, comme on peut le voir dans la figure 5.13 (à gauche).

La situation ne change pas beaucoup, si on double l'épaisseur de la cible (de 40 à $80\mu m$). Dans ce cas, la température en face arrière se réduit, demeurant tout de même élevée ($\sim 100eV$). Les intensités des raies "5+" et "6+" restent comparables entre elles, quoique 1.5 fois plus faibles. Leur rapport avec la raie froide vaut $0.24 - 0.26$, plus proche de la valeur expérimentale pour la raie 5+, mais la présence de la raie "6+" est ici aussi, incompatible avec les résultats expérimentaux. Les raisons de ce désaccord peuvent provenir :

- d'une faible sensibilité, dans nos conditions, de l'émission $K\alpha$ décalée par rapport au chauffage, pour les raisons associées à la géométrie et à la dynamique du transport, que l'on a évoquées précédemment ;
- d'une incertitude sur la source d'électrons à utiliser dans la simulation (divergence, conversion et distribution énergétique) et sur le comportement aux bords
- d'une modélisation erronée du chauffage et de l'ionisation de la cible.

Pour ce qui concerne les deux premiers aspects, nous avons effectué un certain nombre de vérifications, en variant les paramètres suivants : la conversion énergétique, l'angle de divergence initial et la condition de réflexion. Nous avons également fait des essais, en supprimant les champs électromagnétiques, afin de comprendre leur influence sur le chauffage et la production de photons $K\alpha$. Le code étant très coûteux sur le plan du temps du calcul et de la mémoire utilisée, il n'a pas été possible d'effectuer un grand nombre de simulations (en particulier avec des cibles épaisses) et de varier également d'autres paramètres, comme par exemple le rayon de la tache focale ou forme de la

distribution énergétique des électrons. Nous nous sommes donc limités à explorer les cas, qui étaient à notre avis les plus significatifs, où la variation d'un paramètre était justifiable sur la base d'observations expérimentales.

Variation de la conversion en énergie laser-électrons

Le rendement de conversion de l'énergie laser en électrons rapides est un paramètre, qui n'a pas encore été déterminé avec une très grande précision dans notre régime d'interaction. Considérons alors le cas d'une conversion énergétique réduite d'un facteur 2, c'est à dire que nous n'injectons plus que $2.2J$ dans le faisceau d'électrons, ce qui correspond au $\sim 7\%$ de l'énergie laser. L'effet sur le chauffage dans l'axe de propagation est assez marqué, comme on peut le voir dans la figure 5.21, à comparer au cas à pleine énergie (figure 5.16). Comme prévu, la température est réduite (d'un facteur 2 environ), ainsi que le dépôt d'énergie. L'effet sur l'émission $K\alpha$ est toutefois plus modeste (tableau 5.2). Les trois raies sont toujours présentes, mais l'intensité des deux raies chaudes, toujours comparables entre elles, a diminué plus que celle de la raie froide. Par conséquent, le rapport chaude/froide a légèrement diminué, mais il reste toujours au dessus des valeurs expérimentales.

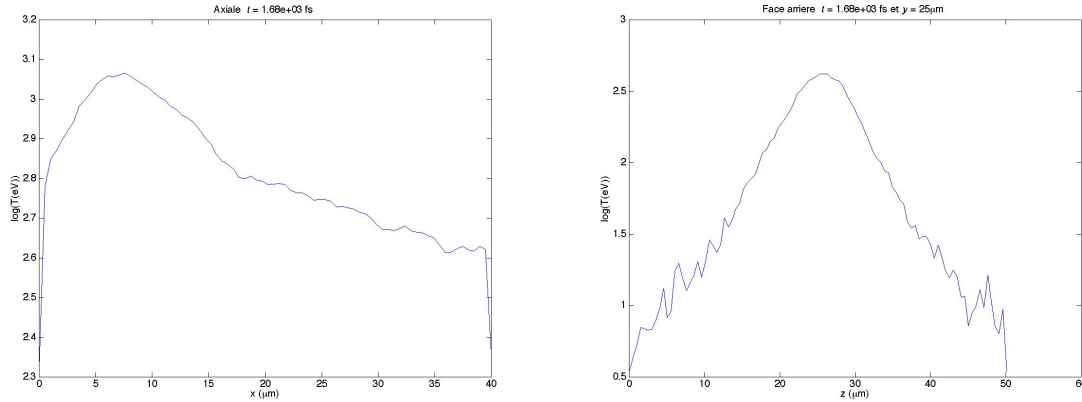


FIG. 5.21 – Profils de la température sur l'axe de propagation et radial en face arrière, pour une valeur de l'énergie totale des électrons réduite d'un facteur 2.

Raie $K\alpha$	Intensité $E/2$ ($ph/sterad$)	$I(E/2)/I(E)$	Rapport sur froide ($E/2$)
Froide	1.7569×10^9	0.89	1
"5+"	5.1675×10^8	0.77	0.294
"6+"	5.3253×10^8	0.76	0.303

TAB. 5.2 – Intensité $K\alpha$ et rapports de raies chaude/froide, obtenus avec la simulation à énergie $2.2J$, comparaison avec le cas initial $E = 4.4J$.

Variation de la divergence angulaire initiale du faisceau

Examinons maintenant les variations obtenues, lorsque l'on augmente la divergence initiale du faisceau (de $\pm 20^\circ$ à $\pm 60^\circ$). Rappelons que l'imagerie $K\alpha$ (chapitre 4) montre que pour les cibles les plus minces (couche de propagation de $10\mu m$ ou absente), les diamètres mesurés sont au moins deux fois plus grands que la tache focale du laser (figure 4.29). Ensuite, à partir de ces valeurs initiales, le diamètre augmente avec l'épaisseur de manière assez linéaire, avec une divergence d'environ $\pm 20^\circ$ degrés. Pour expliquer le grand diamètre initial de la tache, deux scénarios ont été évoqués :

- une divergence initiale du faisceau importante, en raison de l'enfoncement pondéromoteur de la surface, partiellement compensée ensuite par le champ magnétique azimuthal ;
- un processus de diffusion radiale des électrons sur la surface avant de la cible ;

Nous avons donc vérifié l'influence du premier de ces deux effets sur la propagation des électrons, en injectant un faisceau d'électrons avec une divergence initiale 3 fois plus grande.

Les résultats de la simulation (figure 5.22), montrent que les effets d'une augmentation de la divergence initiale sur le chauffage, sont très importants. La collimation magnétique agit ici moins efficacement : le chauffage ainsi que la densité du courant d'électrons rapides sont plus faibles et s'étendent sur une région plus large ($\geq 30\mu m$). Un flux d'électrons plus important est disponible dans des zones froides et génère davantage de photons $K\alpha$ dans les raies faiblement ionisées. Dans la figure 5.23, on observe que l'émission $K\alpha$ n'a plus l'aspect annulaire, mais est produite de manière assez uniforme sur une région plus étendue que dans le cas à faible divergence (figure 5.18). En effet, on constate (tableau 5.3) que l'intensité de la raie froide ne varie pas

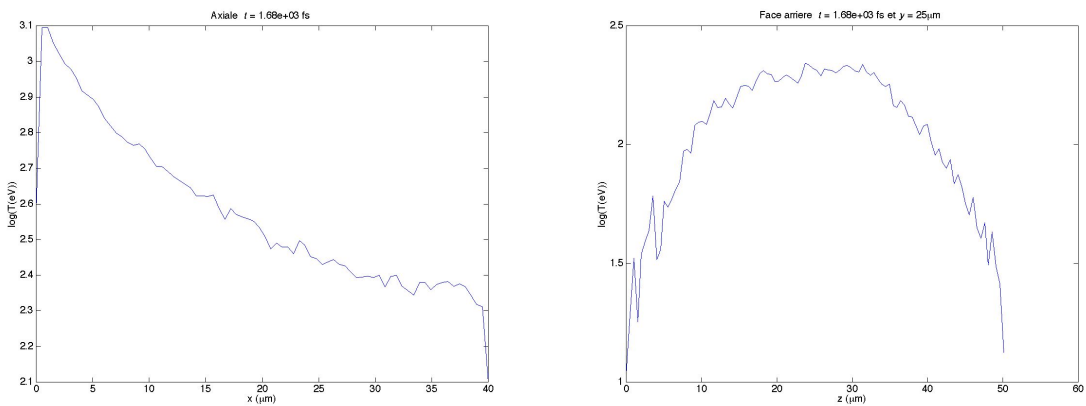


FIG. 5.22 – Profils de la température sur l'axe de propagation et radial en face arrière, pour une cible de $40\mu m$ et une divergence initiale importante du faisceau d'électrons ($\pm 60^\circ$).

Raie $K\alpha$	Intensité ($ph/sterad$)	$I(60^\circ)/I(20^\circ)$	Rapport sur froide
Froide	$2.1377e + 09$	1.1	1
"5+"	$9.4963e + 08$	1.42	0.44
"6+"	$1.0597e + 09$	1.51	0.5

TAB. 5.3 – Intensité $K\alpha$ et rapports de raies chaude/froide, lorsque la divergence initiale est de $\pm 60^\circ$. Comparaison avec le cas $\pm 20^\circ$.

par rapport au cas à plus petite divergence, tandis que celle des raies chaudes augmente de 40 – 50%, la raie "6+" dépassant nettement la "5+". Cela montre, comme on l'a évoqué précédemment, que le rapport de raies "chaude/froide" ne dépend pas de façon linéaire de la température : dans ce cas, par exemple, une diminution du pic de température s'accompagne d'une augmentation du rapport, favorisant les raies chaudes. Les rapports de raies simulés demeurent supérieurs aux valeurs observées, indiquant que le chauffage est encore surestimé.

Sur la base des simulations effectuées jusqu'ici, nous avons donc constaté que :

- les rapports de raies $K\alpha$ chaudes/froide prévus par le code sont toujours supérieurs aux valeurs observées ;
- la raie "6+" est toujours présente au même niveau d'intensité de la "5+", ce qui n'a jamais été observé dans les expériences ;
- les rapports des raies semblent plus sensibles aux variations de la géométrie du faisceau qu'aux variations de la température.
- les valeurs absolues des intensités de raies calculées par le code sont toujours un ordre de grandeur plus faibles que les valeurs observées.

Ces aspects sont tous liés au fait que le code prévoit des températures très hautes dans la plupart du volume traversé par le faisceau d'électrons, où les états à faible ionisation (4+, 5+) sont, par conséquent, totalement dépeuplés. Dans ces conditions, les intensités $K\alpha$ correspondantes sont donc déterminées uniquement par les régions externes de la cible, où la température est plus faible, et s'avèrent très sensibles aux variations du flux d'électrons qui s'y propage.

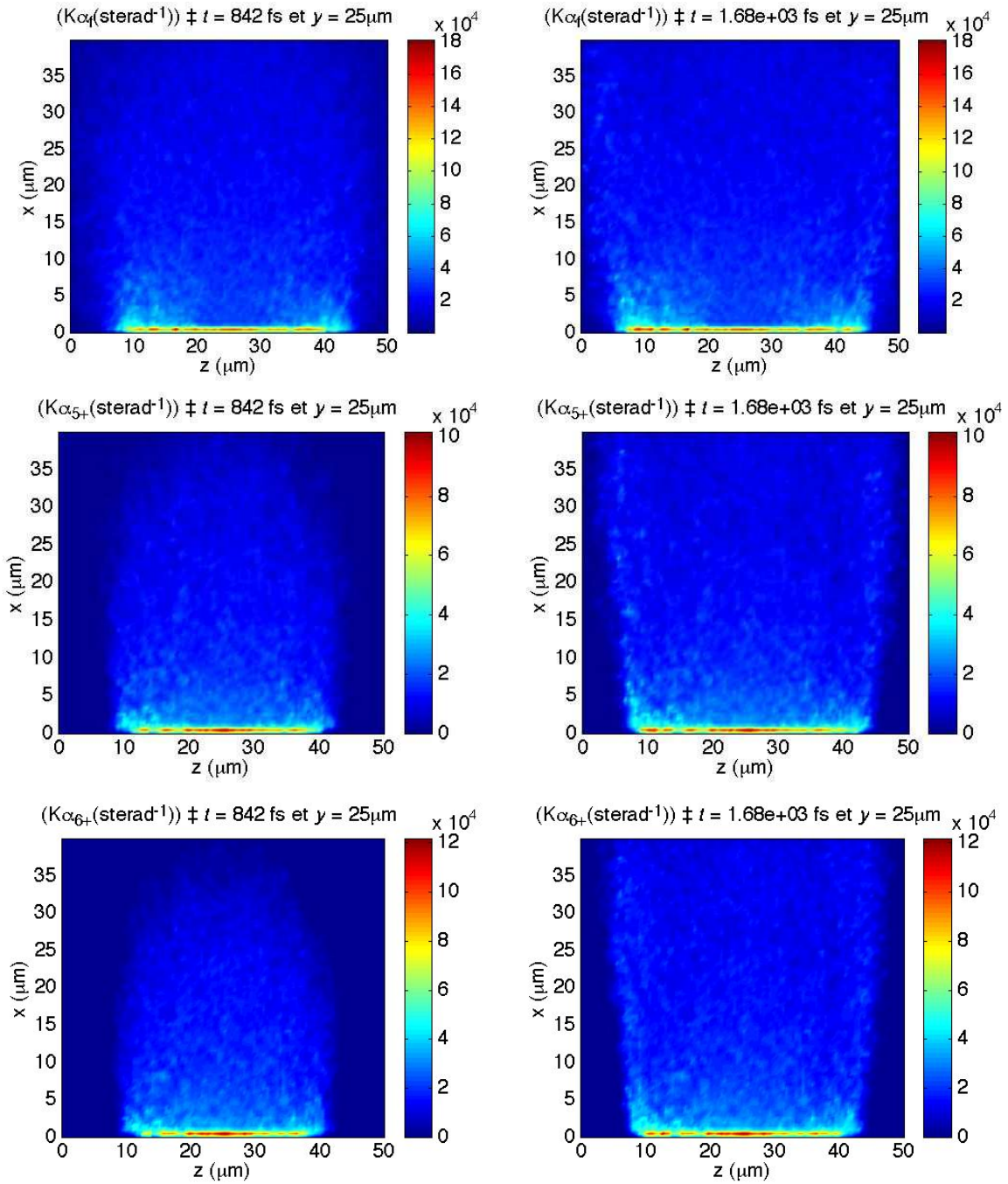


FIG. 5.23 – Génération de rayonnement $K\alpha$ froid et chaud (raies "5+" et "6+") pour une cible d'aluminium de $40 \mu\text{m}$, avec une divergence initiale du faisceau d'électrons de 60° .

Recirculation des électrons en face arrière

Pour étudier l'effet de la recirculation des électrons, nous avons répété la simulation initiale, en introduisant une condition de réflexion spéculaire des électrons sur la

Raie $K\alpha$	Intensité ($ph/sterad$)	I(réf)/I(abs)	Rapport sur froide
Froide	$4.3166e + 09$	2.2	1
"5+"	$2.2877e + 09$	3.4	0.53
"6+"	$2.4137e + 09$	3.4	0.56

TAB. 5.4 – Intensité $K\alpha$ et rapport de raies chaude/froide, obtenues avec réflexion spéculaire en face arrière. Comparaison avec le cas sans réflexion ($I(abs)$).

face arrière de la cible. Le chauffage augmente sensiblement par rapport au cas sans réflexion. En particulier, la température en face arrière croît surtout dans les zones externes du faisceau, loin de la tache centrale, tandis qu'au centre la différence n'est pas très importante. Cela est dû au fait que les électrons réfléchis présentent une divergence angulaire importante. Les intensités des raies chaudes (tableau 5.4) augmentent beaucoup plus que celle de la raie froide et leur rapport atteint des valeurs d'environ 50%, en raison du fait que la réflexion des électrons augmente le nombre total de photons $K\alpha$ générés dans les zones externes.

Les valeurs absolues d'intensité restent en dessous des valeurs expérimentales. En effet, bien que le double passage des électrons rapides augmente le nombre total d'ionisations, la population des états ioniques considérés demeure trop faible dans une grande partie du volume traversé par le faisceau.

Suppression des champs électriques et magnétiques

Pour mettre en évidence l'effet des champs électromagnétiques sur le chauffage et l'émission des raies $K\alpha$, par rapport à un régime purement collisionnel, nous avons effectué une simulation, en conservant les mêmes paramètres pour la source d'électrons, mais en supprimant les champs.

En raison de l'absence de champ magnétique, le faisceau diverge très rapidement, permettant à un nombre important d'électrons de se propager dans les zones externes, froides. Dû à l'absence du chauffage résistif, la température (figure 5.24) diminue d'un ordre de grandeur par rapport au cas avec champs : par exemple, au centre de la face arrière de la cible, elle passe de $700eV$ à $35eV$ et le profil radial de température devient assez plat et élargi, car le chauffage n'est plus confiné autour de l'axe de propagation. Le profil de température axial présente une décroissance exponentielle, typique du pouvoir d'arrêt collisionnel, et sensiblement plus raide que dans le cas avec les champs. Le couplage électrons-champs contribue donc, non seulement à augmenter le chauffage en termes absolus, mais également à le transporter plus en profondeur.

Considérons maintenant la génération du rayonnement $K\alpha$ (tableau 5.5). On observe tout d'abord, que les valeurs absolues des intensité $K\alpha$ sont beaucoup plus élevées que dans le cas avec champs, en particulier pour la raie froide et pour la "5+" (facteur ~ 10 et 5 respectivement).

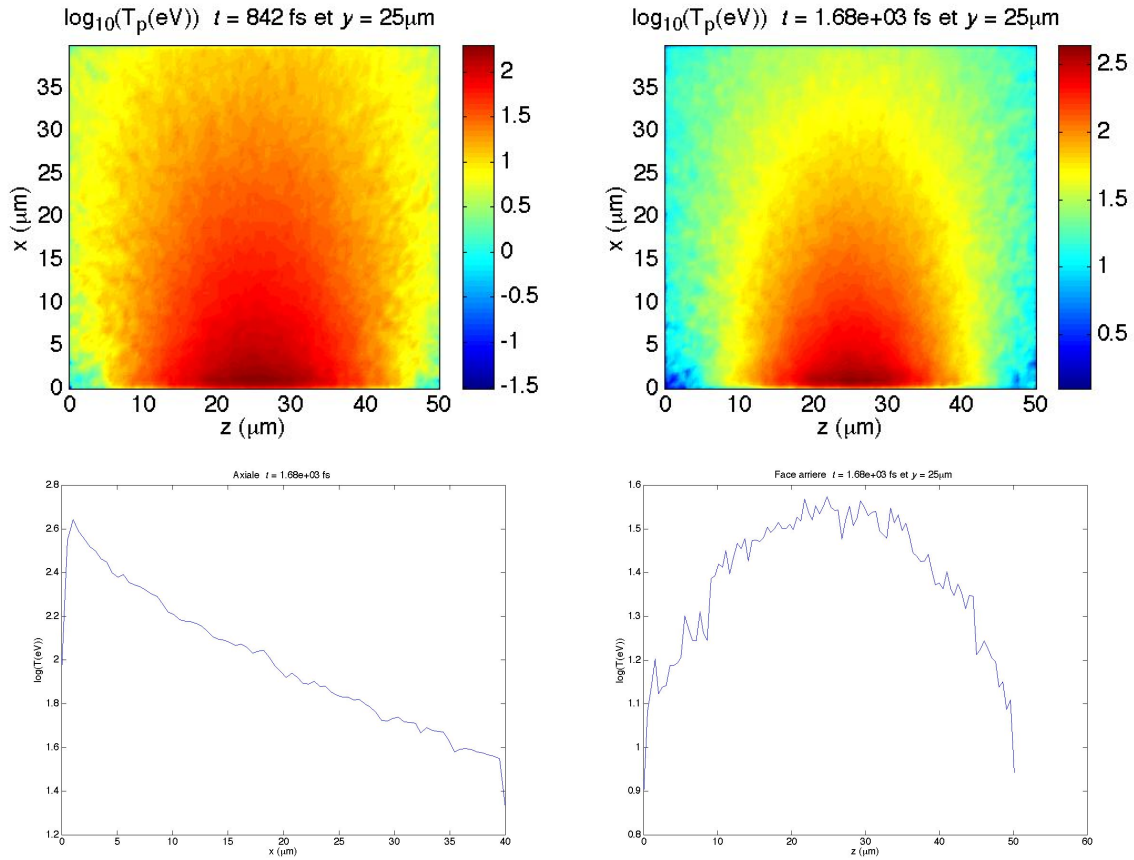


FIG. 5.24 – Simulation sans champs électromagnétiques, pour une cible d'aluminium de $40\mu m$. Carte de température et profils axial et radial (en face arrière) correspondants. Mêmes paramètres que figure 5.15 et 5.16.

Raie $K\alpha$	Intensité ($ph/sterad$)	$I(coll)/I(E,B)$	Rapport sur froide
Froide	$1.8212e + 10$	9.3	1
"5+"	$2.9534e + 09$	4.5	0.162
"6+"	$1.4304e + 09$	2	0.0785

TAB. 5.5 – Intensité $K\alpha$ et rapports des raies chaudes/froide, obtenues avec la simulation sans champs électromagnétiques ($I(coll)$). Comparaison avec le cas avec champs ($I(E,B)$).

Cela est dû au fait que l'ionisation moyenne est plus faible, ce qui rend possible la génération du rayonnement $K\alpha$ froid dans un volume important de la cible et plus particulièrement dans les zones centrales, où le courant d'électrons est fort. En effet, la forme annulaire de l'émission "froide" n'est plus visible (figure 5.25). Les rapports des raies (5+/froide et 6+/froide) s'avèrent alors plus sensible au chauffage dans un grand volume de la cible, car les états ioniques correspondants sont beaucoup plus peuplés. Ces rapports ont nettement diminué par rapport à la simulation avec champs, et sont maintenant *plus faibles* que les valeurs expérimentales, ce qui indique qu'en absence du

dépôt d'énergie résistif, le chauffage de la cible est *sousestimé*. Quant aux valeurs absolues des intensités (tableau 5.5), celles ci restent en dessous des valeurs expérimentales (d'un facteur 2 et 3 pour la raie froide et "5+" respectivement) : l'hypothèse d'une recirculation partielle pourrait expliquer cet écart.

En résumé, la comparaison des intensités de raies mesurées dans les deux cas (avec et sans champs) indique :

- d'une part le chauffage dans la situation réelle est plus important que la valeur donnée par une simulation purement collisionnelle,
- d'autre part l'effet Joule (en présence des champs) surestime la température, du moins tel qu'il est calculé dans le code à l'heure actuelle.

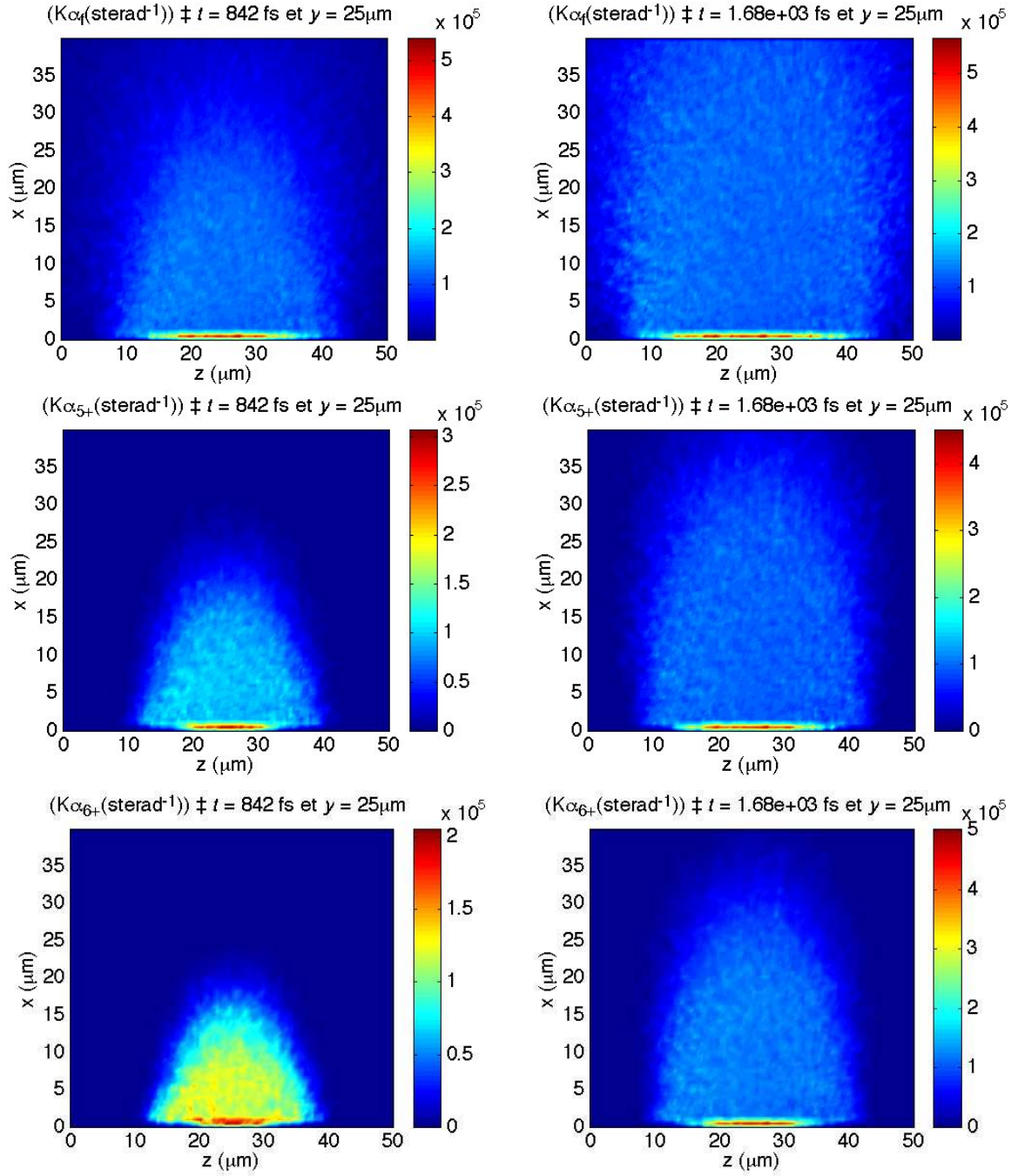


FIG. 5.25 – Génération de rayonnement $K\alpha$ froid et chaud (raies "5+" et "6+") pour une cible d'aluminium de $40\mu\text{m}$. Simulation sans champs électriques et magnétiques.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'analyse des résultats de spectroscopie X $K\alpha$. Nous avons pu déduire, à partir des intensités des raies $K\alpha$ émises par les couches fluorescentes de cuivre et d'aluminium des informations quantitatives sur le faisceau et le dépôt d'énergie.

Nous avons estimé, à partir de l'intensité des raies $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur et dans le cadre d'un modèle purement collisionnel, la profondeur de pénétration typique du faisceau ($200\mu m$ environ dans les cibles conductrices), la température caractéristique de la source d'électrons rapides ($300 - 400 keV$) et l'énergie totale ($3 - 10 J$). Les rendements absolus $K\alpha$ observés indiquent que la recirculation partielle des électrons dans la cible joue un rôle non négligeable. Dans le cas des cibles contenant une couche de propagation isolante, nous avons vérifié expérimentalement le phénomène d'inhibition de la propagation des électrons, associée au champ électrique auto-induit.

Pour ce qui concerne le chauffage de la cible, nous avons analysé les intensités des raies décalées (pour les cibles d'aluminium simple) à l'aide d'un code PIC hybride, où la dynamique du faisceau, du chauffage et la génération du rayonnement $K\alpha$ sont prises en compte. L'ionisation du milieu a été décrite à l'aide d'un modèle de physique atomique adapté à la matière dense (UBCAM). La comparaison entre les calculs et les résultats expérimentaux montre une disparité importante de température. Les valeurs prévues par le code dans nos conditions, plusieurs centaines d'eV, ne sont pas compatibles avec les raies observées, qui indiquent un chauffage plus faible (de quelques 10 eV), en accord avec les résultats des mesures optiques et XUV. En variant un certain nombre de paramètres des simulations, nous avons tenté de comprendre si ce désaccord était lié à l'incertitude sur la source d'électrons injectés (divergence, énergie totale), aux conditions de réflexion des électrons en face arrière ou à la présence des champs électromagnétiques. Ces essais montrent, d'une part qu'un chauffage uniquement collisionnel ne suffit pas pour rendre compte de l'intensité des raies décalées observées, d'autre part qu'en présence du chauffage résistif, en raisons des températures élevées, ces raies deviennent plus sensibles à des facteurs géométriques (comme le couplage du faisceau d'électrons avec les zones externes froides de la cible) qu'à la température de la cible.

Ces résultats pourront être vérifiés pour le cas des cibles multicouches, pour lesquelles nous disposons d'un grand nombre de points expérimentaux, grâce à une nouvelle version du code, actuellement en phase de test. A plus long terme, une meilleure modélisation du chauffage et de l'ionisation dans le code hybride, pourraient améliorer l'accord avec les expériences.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Conclusions

Ce travail de thèse s'inscrit dans le contexte des recherches sur la fusion par confinement inertiel. Il concerne plus particulièrement le schéma de l'allumage rapide, qui prévoit l'utilisation d'impulsions laser ultra-intenses pour allumer les réactions nucléaires dans le combustible. Jusqu'à présent, la faisabilité de ce scénario n'a pas encore été prouvée et dépend de nombreux aspects fondamentaux de la physique mise en jeu, qui ne sont pas encore entièrement maîtrisés. Dans cette étude expérimentale nous nous sommes proposés d'examiner l'un de ces aspects, le transport d'énergie par les électrons relativistes dans une cible solide.

Dans le régime d'intensité atteint dans nos expériences (10^{19}Wcm^{-2}), le courant d'électrons créé est très intense et différents phénomènes interviennent lors de sa propagation dans le milieu : les phénomènes de focalisation magnétique et de freinage électrique, dus à la perturbation de charge et de courant entraînée par le mouvement des électrons eux-mêmes, s'ajoutent aux lois classiques de ralentissement. De plus, le milieu de propagation se trouve dans un état particulier : un plasma très dense, fortement corrélé et dégénéré pour lequel les modèles classiques de transport ne peuvent pas s'appliquer.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai effectué diverses expériences sur les installations du LULI et du RAL afin de mettre en évidence essentiellement le dépôt d'énergie des électrons relativistes dans une cible solide.

Dans une première phase, nous avons mis en place des *diagnostics optiques* à la surface arrière de la cible, afin d'étudier la géométrie et la température de la cible : une mesure de *réflectométrie* résolue temporellement avec un faisceau sonde utilisé soit en régime comprimé soit avec dérive de fréquence ; une mesure de l'*émission propre* de la surface arrière résolue en temps avec calibration absolue.

Les données de réflectométrie montrent une partie chauffée de taille initiale assez petite ($40\mu\text{m}$), mais supérieure à la tache focale du laser, qui s'expand radialement

avec une vitesse moyenne de l'ordre de quelques $10^6 m/s$. La partie chauffée présente une dimension de plusieurs centaines de microns, 30 à 40 μm après l'impulsion laser. La valeur absolue de la réflectivité diminue très rapidement et atteint des valeurs minimum de 10 à 40%.

A partir de la réflectivité, nous avons tenté de remonter à la température, à l'aide d'un modèle qui tient compte de la propagation du faisceau sonde dans le plasma chauffé en détente. En raison de la dépendance de la conductivité avec la température à la densité du solide, le diagnostic de réflectométrie nous a permis d'estimer une température comprise dans un intervalle assez large (1 – 100 eV)

Grâce aux données de l'émission propre, nous avons affiné cette "fourchette" de température. Les images ont mis en évidence une structure temporelle particulière : une émission brève et intense ($< 20 ps$), suivie par une phase plus longue dans laquelle l'émissivité décroît lentement, puis augmente à nouveau. La première phase a été attribuée à l'émission OTR et de synchrotron et fait l'objet de la thèse de J.J. Santos[Santos03] En revanche, la deuxième phase concerne l'émission thermique qui suit le chauffage initial de la cible par les électrons, tandis que la troisième a été associée au débouché du choc. Par une analyse détaillée de la deuxième phase, nous avons pu estimer la température de la cible, à l'aide d'un modèle de corps gris, tenant compte de la réabsorption dans le profil en détente du plasma. Les températures obtenues sont comprises entre quelques eV et 20 eV, selon les épaisseurs.

Afin d'étudier plus en détail les phénomènes liés au transport et au chauffage, nous avons décidé d'utiliser ensuite, des diagnostics basés sur le rayonnement X $K\alpha$ et XUV¹.

Dans le cadre d'une large collaboration internationale, différentes mesures ont été mises en place.

- Une *imagerie bidimensionnelle monochromatique* d'une couche fluorescente incluse dans la cible, a permis d'étudier la géométrie du faisceau d'électrons (dimensions et divergence).
- Pour l'étude de la profondeur de pénétration du faisceau d'électrons ainsi que du chauffage à l'intérieur même de la cible, nous avons développé un diagnostic spécifique de *spectroscopie X*, utilisant un cristal courbé tronconique. Grâce à ce diagnostic, nous avons pu détecter, sur le même spectre, les raies $K\alpha$ de deux couches fluorescentes de cuivre et d'aluminium. Pour ce dernier matériau, les raies $K\alpha$ décalées spectralement, liées à l'ionisation et donc au chauffage de la cible, ont été observées pour la première fois dans de telles conditions d'irradiation.
- Enfin, un diagnostic d'émission propre de la surface arrière dans le domaine XUV, afin d'affiner la mesure de température par rapport au domaine optique.

Pour ce qui concerne la géométrie du faisceau, les résultats révèlent une *divergence*

¹Les diagnostics d'imagerie X et XUV ont été développés par nos collaborateurs, le groupe de Michael H. Key du LLNL

angulaire limitée à $\pm 20^\circ$, ce qui confirme l'existence d'une collimation magnétique, prévue par exemple par les simulations. En revanche, la taille initiale du faisceau est bien plus grande que la tache focale du laser, ce qui suggère des mécanismes de diffusion en face avant.

A partir des spectres X, nous avons pu déduire des informations quantitatives sur le faisceau (température moyenne, énergie totale) et sur le dépôt d'énergie. Ces données ont été déterminées grâce à une mesure de l'intensité $K\alpha$ absolue sur deux matériaux fluorescents, ainsi qu'à partir du rapport entre raie principale et raies décalées.

- Nous avons estimé, à partir des raies $K\alpha$ de l'aluminium et du cuivre la profondeur de pénétration typique du faisceau ($200\mu m$ environ dans les cibles conductrices), la température caractéristique de la source d'électrons rapides ($\sim 400keV$) et l'énergie totale ($3 - 10J$).
- Nous avons également montré qu'un processus de recirculation partielle des électrons dans la cible joue un rôle non négligeable eût égard aux intensités absolues $K\alpha$ mesurées.
- Dans le cas des cibles contenant une couche de propagation isolante, nous avons vérifié expérimentalement le phénomène d'inhibition de la propagation des électrons, associée au champ électrique auto-induit.
- Pour ce qui concerne le chauffage de la cible, nous avons analysé les intensités des raies décalées à l'aide d'un code hybride (PARIS), où la dynamique du faisceau, le chauffage et la génération du rayonnement $K\alpha$ sont pris en compte. L'ionisation du milieu a été décrite à l'aide d'un modèle de physique atomique adapté à la matière dense (UBCAM). La comparaison entre les calculs et les résultats expérimentaux montre une disparité importante de température. Les valeurs prévues par le code dans nos conditions, plusieurs centaines d'eV, ne sont pas compatibles avec les raies observées, qui indiquent un chauffage plus faible ($10 - 30eV$), en accord avec les résultats des mesures optiques et XUV. En variant certains paramètres d'entrée des simulations, nous avons tenté de discuter les causes possibles de ce désaccord, notamment : des incertitudes sur les caractéristique de la source d'électrons injectée ou une modélisation imparfaite du chauffage de la cible.

6.2 Perspectives

Les résultats obtenus au cours de mon travail de thèse ne permettent pas de conclure sur la faisabilité de l'allumage rapide. En effet, nous avons étudié un milieu de propagation très différent (un solide froid), mais les données indiquent la possibilité de propager un faisceau d'électrons de façon collimatée sur plusieurs centaines de microns. Quant au dépôt d'énergie, les résultats montrent que le chauffage est inférieur (d'environ un ordre de grandeur) aux prévisions fournies par les codes hybrides.

Plusieurs perspectives, surtout sur le plan expérimental, émergent de ce travail, pouvant contribuer à déterminer plus précisément le chauffage et à éclaircir certains aspects de la physique du transport dans les cibles solides froides. A court terme, nous proposons d'améliorer les mesures effectuées de la façon suivante :

- Utilisation d'un diagnostic de spectroscopie X d'absorption résolue en temps, en couplant le spectromètre conique avec une caméra streak X, afin d'étudier l'évolution des raies $K\alpha$ décalées de la couche fluorescente d'aluminium [Burnett84]. La source X (à spectre large), est générée par un faisceau de "backlighting" et doit avoir une durée suffisante pour pouvoir détecter la relaxation thermique de la cible suivant le dépôt d'énergie initial par les électrons rapides.
- Utilisation d'une double impulsion laser ultra-intense, afin de créer une source secondaire d'électrons rapides, qui permettrait de sonder la cible chauffée préalablement par les électrons générés par la première impulsion.
- Utilisation d'un spectromètre toroïdal permettant de résoudre en espace l'émission $K\alpha$ de la couche d'aluminium, pour tenter de distinguer l'émission des régions centrales plus chaudes de celle des régions plus externes froides.

A plus long terme, il serait souhaitable de se rapprocher des conditions réelles de l'allumage rapide, par l'étude de la propagation des électrons dans la matière comprimée et ionisée. Des expériences récentes ont été conduites à l'Institut ILE (Japon)[Kodama02], où un faisceau laser court (de classe PW) a été injecté, par l'intermédiaire d'un cône métallique, dans un microballon DT précomprimé. Les résultats publiés montrent une augmentation du taux de neutrons émis, liée à une température du combustible plus importante. Ce résultat, très encourageant pour le schéma de l'allumage rapide, ne permet pas de distinguer les différents processus qui interviennent, le rôle exact du faisceau d'électrons relativistes dans cet effet de chauffage, ainsi que l'importance du cône. À partir des travaux récents sur ce sujet, deux directions se dégagent :

- la détermination du chauffage dans les conditions les plus proches possibles du fuel comprimé ;
- la physique mise en jeu dans le schéma du cône, tel qu'il est prévu dans les expériences 'globales' (implosion par faisceaux ns et allumage par faisceau ps).

Nous proposons des expériences en géométrie plane, comportant une compression importante de la cible par chocs laser. Ces conditions, plus simples et mieux contrôlables par rapport à l'expérience japonaise en géométrie sphérique, permettront peut-être d'étudier la propagation du faisceau d'électrons dans un régime à ce jour inexploré, tout en connaissant l'état (densité et température) du milieu au moment de l'injection des électrons. La compression pourra être réalisée par collision de chocs, avec deux faisceaux nanosecondes. À titre d'exemple, si l'on focalise deux faisceaux longs ($2 \times 250J$) sur une cible 'sandwich' ($SiO_2 - Al - SiO_2$), il est possible d'at-

teindre de manière très contrôlée une température d'environ $20 - 30\text{eV}$ et des densités $10 - 15$ fois la densité du solide dans la couche centrale d'aluminium [Hall97, Hall98]. Un faisceau court (PW) sera injecté ensuite dans la cible pour produire les électrons rapides. Des cibles d'aluminium pourront être utilisées, ainsi que d'autres contenant du plastique deutéré, pour pouvoir utiliser des diagnostics neutroniques, révélateurs de la température ionique du milieu. Il sera possible de déterminer l'état thermodynamique initial du milieu, par les techniques VISAR[Barker72], utilisées dans les expériences de choc. Pour étudier la propagation du faisceau d'électrons, nous proposons des diagnostics basés sur la détection de l'émission X (comptage, spectroscopie et imagerie $K\alpha$), similaires à ceux que nous avons présentés dans cette thèse, ainsi que des diagnostics nouveaux comme la radiographie "protonique"[Borghesi01].

Enfin, pour ce qui concerne la physique liée au cône de guidage de l'impulsion courte, plusieurs processus restent inexplorés expérimentalement à l'heure actuelle, comme par exemple, la pénétration du plasma dense dans le cône lors de la phase de stagnation, l'absorption de l'impulsion courte dans le cône, ainsi que l'accélération des électrons rapides. Pour éclaircir ces aspects, des expériences avec des cibles planes, comprimées par choc, et intégrant un cône, afin d'étudier l'hydrodynamique à l'interface cône-cible. Dans une deuxième phase, un faisceau PW pourra être injecté dans le cône pour créer les électrons et étudier le dépôt d'énergie, suivant les conditions du plasma généré dans le cône.

Afin de mieux interpréter les expériences actuelles et futures, une liaison plus étroite entre les résultats expérimentaux et les simulations de transport va être nécessaire. Une amélioration des simulations est également souhaitable, notamment pour ce qui concerne :

- la description de l'ionisation de la cible ou plus en général de la relaxation de l'énergie déposée par le faisceau d'électrons rapides par collisions et effet Joule ;
- la prise en compte des processus régissant l'accélération de protons à la surface arrière de la cible et de la recirculation des électrons.

Annexe A

Annexe : codes de simulation

Dans cette section, nous décrivons brièvement les trois codes de simulations utilisés dans cette thèse : le code hydrodynamique *MULTI*, le code de transport Monte Carlo *PropEl* et le code de transport hybride *PâRIS*. Nous nous limitons ici à expliquer les processus physiques traités par ces codes et les approximations faites. Nous renvoyons le lecteur aux références des auteurs pour une description plus détaillée.

A.1 Code hydrodynamique *MULTI-1D*

Le code MULTI (MULTIgroup radiation transport in MULTIlayer foils) est un code hydrodynamique développé au Max Planck Institut für Quantenoptik (Garching, Allemagne) par R.Ramis[Ramis88].

Le code traite les processus d'absorption de l'énergie laser en régime impulsions nanosecondes, la formation et la propagation d'ondes de choc ou de raréfaction, la détente dans le vide d'une surface soumise au débouché d'un choc ou à une pression thermique. Le code résout les *équations fluidodynamiques* : conservation de la masse, de l'impulsion, et de l'énergie en coordonnées lagrangiennes (les cellules de discrétisation suivent l'écoulement du fluide et se déforment) en géométrie 1D (un seul axe spatial).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho^2 \frac{\partial V}{\partial m} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial(P_{e,th} + P_{i,th} + P_{vis})}{\partial m} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} = -(P_{i,th} + P_{vis}) \frac{\partial V}{\partial m} - \frac{\partial q_i}{\partial m} - \chi(\nu_{ei})(T_i - T_e) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = -P_{e,th} \frac{\partial V}{\partial m} - \frac{\partial q_e}{\partial m} - \frac{Q}{\rho} + \frac{S_{las,rad}}{\rho} + \chi(\nu_{ei})(T_i - T_e) \quad (\text{A.4})$$

$$m(z, t) = \int_{-\infty}^z \rho(z', t) dz' \quad (\text{A.5})$$

Le milieu est traité comme un *fluide à deux températures* distinctes (T_i, T_e) pour les ions et les électrons : le code utilise deux équations de conservation de l'énergie et résout dynamiquement la relaxation de l'énergie entre les deux populations, grâce à une constante de couplage associée à la fréquence de collisions électrons-ions ($\chi(\nu_{ei})$). Dans le bilan énergétique des électrons, le laser ("driver") intervient sous forme de terme source (S), calculé à partir des caractéristiques de l'impulsion avec le taux d'absorption par Bremsstrahlung inverse (voir chapitre 2). Uniquement le flux thermique associé aux électrons est considéré ($q_i = 0$) et approché comme moyenne harmonique du flux de Spitzer et du flux limité ($1/q_e = 1/q_{e,Spitzer} + 1/q_f$).

Le code prend en compte également l'effet du *rayonnement* sur l'hydrodynamique (émission (Q) et réabsorption (S_{rad}) d'énergie radiative) en l'incluant dans le bilan énergétique des électrons (et de l'impulsion) et en résolvant l' *équation de transfert radiatif* (A.6).

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla \right) I(z, \Omega, \nu, t) = \xi(z, \Omega, \nu, t) - \kappa(z, \Omega, \nu, t) I(z, \Omega, \nu, t) \quad (\text{A.6})$$

Cette dernière est transformée en un système d'équations différentielles en z et t , en divisant le spectre angulaire (Ω) et en fréquence (ν) des photons en plusieurs groupes discrets $n_i = (\Delta E_i, \Delta \Omega_i)$ (*traitement multigroupe*) sur lesquels l'intensité radiative $I(z, \Omega, \nu, t)$ est intégrée.

Les *propriétés de la matière*, c'est à dire les équations d'état (électronique et ionique) nécessaires pour fermer le système d'équations à résoudre, les opacités (de Rosseland et de Planck) et les émissivités, sont introduites dans le code par des tables externes (typiquement les tables SESAME du Laboratoire Los Alamos). Le code traite des milieux à plusieurs couches et différents types d'impulsions laser.

A.2 Code de transport Monte-Carlo *PropEl*

Le code PropEl (PROPagation d'ELectrons relativistes) a été développé au laboratoire LULI (Palaiseau, France) par L.Gremillet [Gremillet01]. Ce code décrit la *propagation d'une population d'électrons relativistes* ($10\text{keV} - 10\text{MeV}$) dans une cible solide (à une ou plusieurs couches). Au lieu de résoudre une équation de diffusion, le code traite la propagation avec l'approche statistique *Monte-Carlo*, en simulant les trajectoires d'un très grand nombre (> 1000) de particules et en calculant les grandeurs macroscopiques (comme par exemple le dépôt d'énergie) comme moyennes sur toutes les trajectoires simulées.

Chaque trajectoire dans l'espace 3D est construite par tirage au sort des différentes fonction de distribution de probabilité (dépendant des sections efficaces microscopiques) associées aux interactions possibles de la particule. Plus particulièrement, la

diffusion angulaire résulte des seules collisions élastiques avec les atomes du milieu : la trajectoire est une suite de segments entre une collision et l'autre, dont la longueur est déterminée en tirant au sort le libre parcours élastique. L'angle de sortie après une collision est également tiré au sort à partir de la section efficace différentielle ($d\sigma/d\theta$).

Quant aux collisions inélastiques, responsables du *ralentissement*, elles ne sont pas traitées une par une (avec l'approche Monte-Carlo), mais en *approximation continue* (A.7), en appliquant les formules de *pouvoir d'arrêt* sur chaque segment parcouru (Δs) .

$$\langle \Delta E \rangle = - \left(\frac{dE}{ds} \right)^{coll} \Delta s \quad (\text{A.7})$$

Cette approximation, qui revient à remplacer la somme statistique de l'énergie perdue lors des différentes collisions par sa valeur moyenne sur plusieurs collisions $\langle \Delta E \rangle$, a été validée dans nos conditions par comparaison avec des mesures. La formule du pouvoir d'arrêt ($(dE/ds) = f(E, \dots)$) inclut les collisions avec les électrons atomiques, les électrons libres, les pertes radiatives et, dans certaines conditions, le couplage avec les modes collectifs du plasma. L'électron est "arrêté" lorsque son énergie devient comparable à l'énergie de liaison des électrons des couches internes du milieu. Aucun électron secondaire (Auger) n'est traité dans le code.

La variation de l'état thermodynamique du milieu (chauffage, ionisation,...), dues aux collisions et au ralentissement n'est pas prise en compte, car la dynamique temporelle n'est pas traitée explicitement dans PropEl : par conséquent, chaque électron rencontre un *milieu toujours non perturbé*. Cette approximation suppose que la perturbation induite est faible, c'est à dire que l'énergie déposée par le faisceau d'électrons rapides est petite par rapport à l'énergie interne du milieu.

Le code calcule également la génération du *rayonnement $K\alpha$* (dans les différentes couches) de manière "continue", en utilisant la section efficace d'ionisation en couche K (σ_K) sur le segment parcouru par chaque électron. Localement on a donc que le nombre de photons générés est donné par A.8 :

$$\phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \sum_i (n_a \Delta s_i \sigma_K(E_i) W_K) \quad (\text{A.8})$$

où n_a est la densité atomique, W_K le rendement de fluorescence et i indique l' i -ème électron, d'énergie cinétique E_i . La réabsorption partielle du rayonnement émis dans une direction de détection fixée est calculée en résolvant l'équation de transfert radiatif avec les opacités de la matière froides (typiquement la section efficace d'absorption photoélectrique). La génération du rayonnement de *Bremsstrahlung* est également prise en compte, grâce à une double approche : statistique Monte-Carlo pour les photons d'énergie élevée et continue pour les photons de faible énergie. Dans les deux cas, la génération du rayonnement X a été validée par comparaison avec des expériences.

A.3 Code de transport hybride *PâRIS*

Le code PâRIS (PARTicules Relativistes Interagissant avec un Solide) a été développé au CEA-DAM (Bruyères-le-Châtel) et au laboratoire LULI (Palaiseau, France) par L. Gremillet et G. Bonnaud [Gremillet02].

Comme PropEl, ce code traite la propagation d'une population d'électrons relativistes dans un solide. Outre les collisions, PâRIS traite également la *dynamique* de la propagation, les effets des *champs électriques et magnétiques auto-induits*, le courant de neutralisation (ou *courant "de retour"*) et la *réponse du milieu* au dépôt d'énergie et à la perturbation en courant associés au faisceau injecté..

L'hypothèse à la base de ce code est de décrire de manière différente (d'où le nom de *code hybride*) les électrons du faisceau relativiste et les électrons libres du milieu. Les premiers sont traités avec une *approche particulière*, en résolvant l'équation cinétique de Vlasov dans la forme A.10 (sans le terme collisionnel) par la méthode des caractéristiques. Ceci revient à considérer un ensemble de macro-électrons qui évoluent sous l'effet des champs, par l'intermédiaire de la force de Lorentz, et de leur inertie.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = -e \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \right] \quad (\text{A.10})$$

En revanche, les électrons du milieu sont traités dans une *approximation fluide* (ils sont décrits uniquement par leur densité de courant \mathbf{j}_{ret}) et en utilisant une forme simplifiée de la loi d'Ohm.

La méthode particulière implique les étapes suivantes. Les champs, supposés connus à l'instant ndt , sont utilisés pour résoudre l'équation de mouvement des macro-particules, afin d'obtenir les nouvelles positions et impulsions $\mathbf{r}((n+1/2)dt)$, $\mathbf{p}((n+1/2)dt)$. Ensuite, par projection sur le maillage, on calcule la densité de courant, qui constitue la source des champs au pas suivant $\mathbf{B}((n+1)dt)$, $\mathbf{E}((n+1)dt)$ dans les équations de Maxwell. Les champs considérés sont auto-cohérents et "moyens", dans le sens que les fluctuations à petite échelle sont filtrées en prenant une taille de la maille de l'ordre de la longueur de Debye.

Les collisions élastiques sont traitées dans l'approximation de la *diffusion multiple* (distribution angulaire de Molière, voire chapitre 2), tandis que le ralentissement collisionnel est traité avec la formule du *pouvoir d'arrêt*, comme dans PropEl. Les conditions aux bords sur les particules peuvent être de réflexion spéculaire (totale ou partielle) ou absorbantes.

Les équations de Maxwell peuvent être simplifiées, en négligeant la séparation de charge et le courant de déplacement dans la loi d'Ampère. Cette approximation est

valable dans nos conditions, car la densité d'électrons du faisceau est très inférieure à celle des électrons libres du milieu, supposé conducteur ($n_b \ll n_e$), ce qui garantit une neutralisation totale en charge. Par contre, la neutralisation du courant d'électrons rapides (\mathbf{j}_b) n'est pas parfaite ($\mathbf{j}_b \neq -\mathbf{j}_{ret}$), en raison de la conductivité finie du milieu : on utilise alors la *loi d'Ohm*, où l'inertie des électrons du milieu (courant de retour \mathbf{j}_{ret}) est négligée et la résistivité est une fonction de l'espace et du temps ($\eta(\mathbf{r}, t)$). On obtient alors une *équation de diffusion pour le champ magnétique*, qui présente comme terme source la densité de courant d'électrons rapides. Une fois cette équation résolue, le *champ électromoteur* est calculé à partir du courant et du champ magnétique par la loi d'Ohm :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \eta \mathbf{j}_b - \nabla \times \eta \nabla \times \mathbf{B} \quad (\text{A.11})$$

$$\mathbf{E} = \eta(\nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{j}_b) \quad (\text{A.12})$$

où les grandeurs $\mathbf{B}, \mathbf{E}, \mathbf{j}_b, \mathbf{r}, t$ et η sont normalisées de manière qu'elles soient adimensionnelles. Même si le code considère un espace $3D$ ($\mathbf{r} = [x, y, z]$), une simplification ultérieure sur les équations a été cependant adoptée dans la version du code utilisée dans cette thèse, pour des raisons de charge numérique. En supposant une *propagation paraxiale* du courant ($j_{b,z} \gg j_{b,x}, j_{b,y}$), on peut réduire le champ magnétique aux seules composantes transverses $\mathbf{B} = [B_x, B_y, 0]$, le champ électrique à la seule composante longitudinale $\mathbf{E} = [0, 0, E_z]$ et négliger tous les gradients longitudinaux ($\partial/\partial z = 0$). Les *conditions aux bords pour les champs* peuvent être périodiques ($f(-L/2) = f(L/2)$) ou d'annulation ($f(-L/2) = f(L/2) = 0$). Le système d'équations (aux dérivées partielles) résultant est résolu avec un schéma numérique implicite, ce qui permet d'obtenir un système linéaire :

$$\mathcal{A} \mathbf{b}^{n+1} = \mathbf{s}^n \quad (\text{A.13})$$

$$\mathbf{b}^{n+1}(\mathbf{B}^{n+1}), \quad \mathbf{s}^n(\mathbf{B}^n, (\eta \mathbf{j}_b)^n), \quad \mathcal{A}(\eta^n) \quad (\text{A.14})$$

A chaque pas temporel, le système est résolu par la méthode itérative du gradient conjugué (qui prévoit la minimisation de la fonction $f(\mathbf{x})$ telle que $\nabla f = \mathcal{A}\mathbf{x} - \mathbf{s}$).

En ce qui concerne le maillage, pour la résolution de l'équation de diffusion magnétique, la taille de la maille doit être de l'ordre du rayon de Larmor pour les électrons les plus lents (dans nos conditions $\sim 0.5\mu m$). Le pas temporel est ensuite choisi de manière à avoir la longueur d'une maille parcourue en moyenne par un électron dans un pas $\Delta t \approx \Delta z/c$ ($\sim 1fs$). Une simulation minimale d'un cas réaliste requiert 2000 pas temporels et un maillage de $100 \times 100 \times 200$. Ceci correspond à environ $1 - 1.5GB$ de mémoire vive et 25 heures de calcul sur une workstation Sun bi-processeur à $450MHz$.

La cible (mono- ou multi-couche) est caractérisée par une densité, masse et numéro atomique fixés (ρ, A, Z), tandis que la température et le degrés d'ionisation varient en fonction du temps et de la position ($T(\mathbf{r}, t), Z^*(\mathbf{r}, t)$). La température, unique pour les

électrons et les ions, est calculée à chaque pas temporel à partir de l'énergie interne U , par interpolation d'une équation d'état SESAME de la forme $U = U(T)$. L'énergie interne est mise à jour en y rajoutant l'énergie déposée au cours du ralentissement collisionnel du faisceau d'électrons (ΔE_{coll}) et celle associée au chauffage par effet Joule ($\Delta E_{res} \propto \eta \mathbf{E} \cdot \mathbf{j}_{ret}$) du courant de neutralisation, suivant $U^{n+1} = U^n + \Delta E_{coll}^n + \Delta E_{res}^n$ et $T^{n+1} = (U^{-1})^{n+1}$. Le degrés d'ionisation est ensuite calculée à partir de la température avec le modèle TKN de Lee & More. La température et le degrés d'ionisation sont utilisés à leur tour pour calculer le potentiel moyen d'ionisation $I_0(Z^*)$ (qui intervient dans le pouvoir d'arrêt) et la résistivité électrique $\eta(T, Z^*)$ (qui intervient dans le calcul des champs). De cette façon, la réponse du milieu influence la propagation ultérieure du faisceau d'électrons. A la rigueur, l'utilisation d'une seule température, d'une équation d'état et d'une formule d'ionisation stationnaire (qui supposent l'équilibre thermodynamique locale) dans un pas temporel inférieur à la femtoseconde, n'est pas justifiée. Une approche plus précise, actuellement en cours de développement, devrait considérer de séparer T_e de T_i , en introduisant deux équations de bilan énergétique avec un terme de couplage $\chi(\tau_{ei})$ dépendant du temps de relaxation électron-ion ($\sim 10 - 100 ps$). Les ions se réchaufferaient donc beaucoup plus lentement. L'ionisation devrait en principe être calculée en résolvant les *rate equations* pour les différents niveaux de l'atome (au moins le plus importants). Enfin, le calcul de la conductivité électrique devrait tenir compte *séparément* des deux températures, ce qui pourrait amener à une conductivité en général plus élevée et donc à une réduction des effets électriques et magnétiques.

Le mouvement des ions dû à l'hydrodynamique ($v < 10^5 m/s$) ainsi que la diffusion thermique ($v < \text{qq } 10^6 m/s$) sont négligés dans PÂRIS, en raison de l'échelle temporelle réduite des simulations ($\sim ps$) par rapport aux temps caractéristiques de ces deux processus à l'échelle des cibles simulées ($\leq \text{qq } 100 \mu m$). On rappelle que la vitesse typique des électrons relativistes traités se situe entre $\text{qq } 10^7$ et $3 \times 10^8 m/s$.

Le rayonnement $K\alpha$ est calculé dans l'approximation continue, comme dans le code PropEl. Le code prend en compte la génération des raies $K\alpha$ décalées spectralement (pour l'instant, dans le cas particulier d'une cible d'aluminium). Le nombre total de photons générés est attribué aux différents états ioniques présents localement, qui sont obtenus en fonction de la température de la cible par interpolation en ligne d'un tableau de fractions ioniques calculé au préalable avec le code de physique atomique UBCAM (voir chapitre 5). Le rayonnement est ensuite transporté vers le détecteur en résolvant l'équation de transfert radiatif. Les opacités de la matière froide sont utilisées, faute d'une description plus précise.

Remerciements

Je remercie d'abord Monsieur Alain Migus, directeur du LULI, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, ainsi que les membres du jury, Messieurs Jean-Luc Miquel et Antonio Giulietti pour s'être acquittés de la tâche de rapporteurs, Messieurs Patrick Mora et Guillaume Petite pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail.

Un remerciement particulier à Michel Koenig responsable de ce travail de thèse. Michel est un chercheur enthousiaste. Il a su guider de manière pragmatique mes efforts, des fois un peu dispersifs, sur un sujet nouveau et difficile. Je le remercie pour l'aide et la patience lors de la rédaction. Au cours de ces années, j'ai apprécié son attitude positive et curieuse vis-à-vis des expériences et son honnêteté intellectuelle. Nous avons bien travaillé et on s'est bien amusés, entre les plages de Sicile et les pubs de l'Oxfordshire. Je le remercie pour m'avoir toujours fait confiance, encouragé et poussé à acquérir autonomie et détermination dans mon travail.

Je remercie chaleureusement Dimitri Batani qui a co-dirigé cette thèse. Il m'a introduit au LULI et il m'a toujours donné sa disponibilité dans toutes les étapes de mon travail. Je remercie également Tom Hall pour ses bons conseils et pour les nombreuses discussions scientifiques, ainsi qu'Alessandra Benuzzi pour son amitié et disponibilité.

Merci également à François Amiranoff, Sophie Baton, Marc Rabec et Christophe Rousseaux. J'ai partagé avec eux l'ensemble de mon travail expérimental, merci pour leur soutien et disponibilité.

Je tiens à remercier de manière particulière Laurent Gremillet. D'abord, pour son aide toujours précieuse sur le plan scientifique, sa disponibilité à me faire connaître et utiliser ses codes de simulations. Mais également, sur la plan humain, merci pour son amitié et les moments agréables que nous avons partagés.

"Obrigado" à João Santos, un bon ami, avec qui j'ai partagé mon travail de thèse du début à la fin, les nuits des longues manips, les voyages "scientifiques". Merci également à Victor Malka, pour son amitié et ses encouragements.

Je remercie Messieurs Mike Key, Rick Freeman, Rich Stephens, pour les discussions scientifiques et pour m'avoir invité en visite aux laboratoires LLNL et GA. Merci à Jim King, Rich Snavely, Andy MacKinnon pour leur disponibilité et sympathie lors des nos manips partagées au RAL et de ma visite aux Etats-Unis.

Merci à Jean-Paul Geindre, Patrick Audebert, Claude Chenais et Jean-Claude Gauthier, qui ont toujours répondu à toutes mes questions au sujet - pour moi nouveau - de la spectroscopie X. Et merci au magicien de la mécanique Jean-Michel Boudenne, qui a construit mon spectromètre, à Nicolas Grandjouan, pour ses conseils sur le plan scientifique et humain, à Franck Philippe et Philippe Moreau pour leur amitié.

Un remerciement particulier aux amis de la "Gang of Idiots" : Gaël, Tommaso, Amerigo, Sêb et Norimasa. Ils ont su créer dans notre bureau une ambiance joyeuse. Grazie anche a tutti i "tesisti" Francesca, Gabriella, Enrico, Mauro e agli amici della "Lista Cani e Porci", in particolare Miskio, Hristo e Fabriz.

Merci à toutes les équipes techniques du LULI pour leur collaboration. Un remerciement particulier à Danielle Smadja et Hélène Bondiguel pour leur grande disponibilité.

Enfin, merci à Paula, pour avoir été à mes côtés pendant ces trois ans.

Bibliographie

- [Aberg67] T. Aberg, Phys. Rev., **156**, 35 (1967).
- [Alfvén34] H. Alfvén, Phys. Rev., **55**, 425 (1934).
- [Atzeni95] S. Atzeni, Jpn. J. Appl. Phys., **34**, 1980 (1995).
- [Atzeni96] S. Atzeni et M. L. Ciampi (1996), présentation au Pisa Easter Meetings on plasma physics.
- [Atzeni99] S. Atzeni, pop, **6**, 3316 (1999).
- [Atzeni02] S. Atzeni, M. Temporal et J. J. Honrubia, Nucl. fus., **42**, 132 (2002).
- [Azechi91] H. Azechi, Y. KITAGAWA et K. MIMA, Laser and Part. Beams, **9**, 193 (1991).
- [Barker72] R. M. Barker et R. E. Hollenbach, J. Appl. Phys, **43**, 4669 (1972).
- [Basko97] M. Basko, T. Loewer, V. Kondrasho, A. Kendl, R. Sigel et J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. E, **56**, 1019 (1997).
- [Beg97] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys et M. Tatarakis, Phys. Plasmas, **4**, 447 (1997).
- [Bell98] A. R. Bell, J. R. Davies et S. Guérin, Phys. Rev. E, **58**, 2471 (1998).
- [Benuzzi98] A. Benuzzi, M. Koenig, B. Faral, J. Krishnan, F. Pisani, D. Batani, S. Bossi, D. Beretta, T. Hall, S. Ellwi, S. Hueller, J. Honrubia et N. Grandjouan, Phys. Plasmas, **5**, 2410 (1998).
- [BenuzziMounaix99] A. BenuzziMounaix, M. Koenig, J. Boudenne, T. Hall, D. Batani, F. Scianitti, A. Masini et D. D. Santo, Phys. Rev. E, **60**, R2488 (1999).

- [Berger64] M. J. Berger et S. M. Seltzer, Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons, Rapport technique NASA-SP-3012, National Aeronautics and Space Administration (1964).
- [Bergmann93] A. Bergmann et P. Mulser, Phys. Rev. E, **47**, 3585–3589 (1993).
- [Bethe30] H. A. Bethe, Ann. Phys., **5**, 325 (1930).
- [Bethe32] H. A. Bethe, Z. Phys., **76**, 293 (1932).
- [Bethe33] H. A. Bethe, dans *Handbuch für Physik*, tome 24/2, 273 (Julius Springer, 1933).
- [Bond80] D. J. Bond, J. D. Hares et J. Kilkenny, Phys. Rev. Lett., **4**, 252 (1980).
- [Borghesi01] M. Borghesi, A. Schiavi, D. H. Campbell, M. G. Haines, O. Willi, A. Mackinnon, L. A. Gizzi, M. Galimberti, R. J. Clarke et H. Ruhl, Plasma Phys. Control. Fusion, **43** (2001).
- [Born80] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1980).
- [Brown96] C. Brown, J. Seely, U. Feldman, S. Obenshain, S. Bodner, C. Pawley, K. Gerber, V. Serlin, J. Sethian, Y. Aglitskiy, T. Lehecka et G. Holland, Rev. Sci. Instrum., **68**, 1099 (1996).
- [Brunel87] F. Brunel, Phys. Rev. Lett., **59**, 52 (1987).
- [Buneman59] O. Buneman, Phys. Rev., **115**, 503 (1959).
- [Burek76] A. Burek, Space Sci. Instrum., **2**, 53 (1976).
- [Burnett84] N. H. Burnett, G. D. Enright, A. Avery, A. Loen et J. C. Kieffer, Phys. Rev. A, **29**, 2294 (1984).
- [Celliers93] P. Celliers et A. Ng, Phys. Rev. E, **47**, 3547 (1993).
- [Chiu99] G. Chiu et A. Ng, Phys. Rev. E, **59**, 1024 (1999).
- [Cowan00] T. E. Cowan, A. W. Hunt, T. W. Phillips, S. C. Wilks, M. D. Perry, C. Brown, W. Fountain, S. Hatchett, J. Johnson, M. H. Key, T. Parnell, D. M. Pennington, R. A. Snavely et Y. Takahashi, Phys. Rev. Lett., **84**, 903 (2000).
- [DaSilva85] L. DaSilva, A. Ng et D. Parfeniuk, J. Appl. Phys., **58**, 3634 (1985).

- [Davies96] J. R. Davies, Fast electron transport in short-pulse laser produced plasmas, Thèse de doctorat, Imperial College, University of London, UK (1996).
- [Davies97] J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines et S. M. Guérin, Phys. Rev. E, **56**, 7193 (1997).
- [Ditmire96] T. Ditmire, E. T. Gumbrell, L. Mountford et M. H. R. Hutchinson, Phys. Rev. Lett., **77**, 498 (1996).
- [Egerton86] F. R. Egerton, *Electron energy-loss spectroscopy in the electron microscope* (Springer, New York, 1986).
- [Estabrook75] K. G. Estabrook, E. J. Valeo et W. L. Kruer, Phys. Fluids, **18**, 1151 (1975).
- [Estabrook78] K. G. Estabrook et W. L. Kruer, Phys. Fluids, **42**, 40 (1978).
- [Fano63] U. Fano, Ann. Rev. Nucl. Sci., **13**, 1 (1963).
- [Fermi40] E. Fermi, Phys. Rev., **57**, 485 (1940).
- [Forslund77] D. Forslund, J. Kindel et K. Lee, Phys. Rev. Lett., **39**, 284 (1977).
- [Franck45] I. Franck et V. Ginzburg, J. Phys. USSR, **9**, 353 (1945).
- [Gauthier95] J.-C. Gauthier, J. P. Geindre, P. Audebert, A. Rousse, A. Dos-Santos, G. Grillon, A. Antonetti et R. C. Mancini, Phys. Rev. E, **52**, 2963 (1995).
- [Geindre98] J. P. Geindre, P. Audebert, S. Rebibo et J.-C. Gauthier, Rapport LULI, E1 (1998).
- [Gibbon92] P. Gibbon et A. R. Bell, Phys. Rev. Lett., **68**, 1535 (1992).
- [Gibbon96] P. Gibbon, Phys. Rev. Lett., **76**, 50 (1996).
- [Gremillet99] L. Gremillet, F. Amiranoff, S. D. Baton, J.-C. Gauthier, M. Koenig, E. Martinolli, F. Pisani, G. Bonnaud, C. Lebourg, C. Rousseaux, C. Toupin, A. Antonicci, D. Batani, A. Bernardinello, T. Hall, D. Scott, P. Norreys, H. Bandulet et H. Pépin, Phys. Rev. Lett., **83**, 5015 (1999).
- [Gremillet01] L. Gremillet, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2001).
- [Gremillet02] L. Gremillet, G. Bonnaud et F. Amiranoff, Phys. Plasmas, **9**, 941 (2002).
- [Grimes98] M. Grimes, Phys. Rev. Lett., **82**, 4010 (1998).

-
- [Guérin96] S. Guérin, Interaction d'une onde électromagnétique ultra-intense avec un plasma surdense, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (1996).
- [Gumbrell98] E. T. Gumbrell, R. A. Smith, T. Ditmire, A. Djaoui, S. J. Rose et M. H. R. Hutchinson, *Phys. Plasmas*, **5**, 3714 (1998).
- [Hall84] T. A. Hall, *J.Phys.E :Sci.Instru.*, **17**, 110 (1984).
- [Hall97] T. A. Hall, S. Ellwi, A. Bernardinello, V. Masella, M. Koenig, A. Benuzzi, J. Krishnan et F. Pisani, *Phys. Rev. E*, **55**, R6356 (1997).
- [Hall98] T. A. Hall, S. Ellwi, A. Bernardinello, V. Masella, M. Koenig, A. Benuzzi, J. Krishnan, F. Pisani, A. Djaoui, P. Norreys, D. Neely, S. Rose, M. H. Key et P. Fews, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1003 (1998).
- [Hares79] J. D. Hares, J. D. Kilkenny, M. H. Key et J. G. Lunney, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 1216 (1979).
- [Harrach81] R. J. Harrach et R. E. Kidder, *Phys. Rev. A*, **23**, 887 (1981).
- [Heitler54] W. Heitler, *The quantum theory of radiation* (Oxford University Press, London, 1954).
- [Henke86] B. L. Henke, J. Y. Ueijo, G. F. Stone, C. H. Dittmore et F. G. Fujiwara, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 1540 (1986).
- [House69] L. L. House, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **18**, 21 (1969).
- [Hubbell, Jr82] H. H. Hubbell, Jr et R. D. Birkhoff, *Phys. Rev. A*, **26**, 2460 (1982).
- [Héron00] A. Héron, J.-C. Adam et J.-L. Vay, dans J.-C. Gauthier et P. Mora, rédacteurs, *Fourth International Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets* (École Polytechnique, Palaiseau, France, 2000).
- [ICRU84] ICRU, Stopping powers for electrons and positrons, Rapport technique ICRU Report 37, International Commission on Radiation Units and Measurements (1984).
- [Jackson75] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 641–643 (John Wiley & Sons, New York, 1975).
- [Key98] M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. J. MacKinnon, J. D. Moody, M. J.

- Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton et S. C. Wilks, *Phys. Plasmas*, **5**, 1966 (1998).
- [Kilkenny94] J. Kilkenny, *Proc. St.Andrews*, 132–137 (1994).
- [Klisnick00] A. Klisnick, P. Zeitoun, D. Ros, A. Carillon, P. Fourcade, S. Hubert, G. Jamelot, C. L. S. Lewis, A. Mac Phee, R. O'Rourke, R. Keenan, P. Nickles, K. Janulewicz, M. Kalashnikov, J. Warwick, J. C. Chanteloup, A. Migus, E. Salmon, C. Sauteret et J. P. Zou, *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 1093 (2000).
- [Koch98a] J. A. Koch, , O. L. Landen, T. W. Barbee, P. Celliers, L. D. Silva, S. G. Glendinning, B. A. Hammel, D. H. Kalantar, C. Brown, J. Seely, G. R. Bennet et W. Hsing, *Appl. Opt.*, **37**, 1784 (1998).
- [Koch98b] J. A. Koch, C. A. Back, C. Brown, K. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, M. H. Key, J. D. Kilkenny, O. L. Landen, R. W. Lee, J. D. Moody, A. A. Offenberger, D. Pennington, M. D. Perry, M. Tabak, V. Yanovsky, R. J. Wallace, K. B. Wharton et S. C. Wilks, *Laser and Particle Beams*, **16**, 225 (1998).
- [Kodama00] R. Kodama, dans P. M. et J. C. Gauthier, rédacteur, *4th Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets* (Palaiseau, 2000).
- [Kodama01] R. Kodama, K. Mima, K. A. Tanaka, . Kitagawa, H. Fujita, K. Takahashi, A. Sunahara, K. Fujita, H. Habara, T. Jitsuno, Y. Sentoku, T. Matsushita, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, Y. Toyama et T. Yamanaka, *Phys. Plasmas*, **8**, 2268 (2001).
- [Kodama02] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf et T. Yamanaka, *Nature*, **418**, 933 (2002).
- [Kolbenstvedt67] H. Kolbenstvedt, *J. Appl. Phys.*, **38**, 4735 (1967).
- [Krall86] N. A. Krall et A. W. Trivelpiece, *Principles of plasma physics* (San Francisco Press, San Francisco, 1986).
- [Kruer85a] W. L. Kruer, *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, **9**, 63 (1985).

- [Kruer85b] W. L. Kruer et K. Estabrook, *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
- [Krushelnick97] K. Krushelnick, A. Ting, C. I. Moore, H. R. Burris, E. Esarey, P. Sprangle et M. Baine, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4047 (1997).
- [Lasinski99] B. F. Lasinski, A. B. Langdon, S. P. Hatchett, M. H. Key et M. Tabak, *Phys. Plasmas*, **6**, 2041 (1999).
- [Lee84] Y. T. Lee et R. M. More, *Phys. Fluids*, **27**, 1273 (1984).
- [Lefebvre95] E. Lefebvre et G. Bonnaud, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2002 (1995).
- [Lefebvre96] E. Lefebvre, Mécanismes d'absorption et d'émission dans l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec une cible surcritique, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (1996).
- [Lindl95] J. Lindl, *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
- [Lovelace71] R. V. Lovelace et R. N. Sudan, *Phys. Rev. Lett.*, **27**, 1256 (1971).
- [MacKinnon99] A. J. MacKinnon, M. Borghesi, R. Gaillard, G. Malka, O. Willi, A. A. Offenberger, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, B. Canaud, J. L. Miquel et N. Blanchot, *Phys. Plasmas*, **6**, 2185 (1999).
- [MacKinnon01] A. J. MacKinnon, M. Borghesi, S. Hatchett, M. H. Key, P. Patel, H. Campbell, A. Schaivi, R. Snavely, S. C. Wilks et O. Willi, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1769 (2001).
- [Mackinnon02] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D. W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. Andersen, R. Snavely, et R. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 215006 (2002).
- [Malka96] G. Malka et J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 75 (1996).
- [McKinstrie88] C. J. McKinstrie et D. F. DuBois, *Phys. Fluids*, **31**, 278 (1988).
- [Meyer-ter-Vehn82] J. Meyer-ter-Vehn, *Nucl. Fusion*, **22**, 561 (1982).
- [Meyer-ter-Vehn01] J. Meyer-ter-Vehn, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **43**, A113 (2001).
- [Milchberg88] H. M. Milchberg, R. R. Freeman, S. C. Davey et R. More, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2364 (1988).
- [Molière47] G. Molière, *Z. Naturforsch*, **2a**, 133 (1947).
- [Monot95] P. Monot, T. Auguste, P. Gibbon, F. Jakober, G. Mainfray, A. Dullieu, M. Louis-Jacquet, G. Malka et J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2953 (1995).

- [More85] R. M. More, *Adv. At. Mol. Phys.*, **21**, 305 (1985).
- [Møller32] C. Møller, *Ann. Physik*, **14**, 531 (1932).
- [Nardi78] E. Nardi et Z. Zinamon, *Phys. Rev. A*, **18**, 1246 (1978).
- [Ng85] A. Ng, D. Parfeniuk et L. DaSilva, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2604 (1985).
- [Ng86] A. Ng, D. Parfeniuk, P. Celliers, L. DaSilva, R. M. More et Y. T. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1595 (1986).
- [Ng94] A. Ng, P. Celliers, A. Forsman, R. M. More, Y. T. Lee, F. Perrot, M. W. C. Dharma-Wardana et G. A. Rinker, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3351 (1994).
- [Nigam59] B. P. Nigam, M. K. Sundaresan et Ta-You Wu, *Phys. Rev.*, **115**, 491 (1959).
- [Norreys99] P. Norreys, M. Santala, E. Clark, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, X. Fang, P. Graham, T. McCanny, R. P. Singhal, K. W. D. Ledingham, A. Creswell, D. C. W. Sanderson, J. Magill, A. Machacek, J. S. Wark, R. Allott, B. Kennedy et D. Neely, *Phys. Plasmas*, **6**, 2150 (1999).
- [Norreys00] P. Norreys, R. Allott, R. J. Clarke, J. Collier, D. Neely, S. J. R. and M. Zepf, M. Santala, A. R. Bell, K. Krushelnick, E. Dangor, N. C. Woolsey, R. G. Evans, H. Habara, T. Norimatsu et R. Kodama, *Phys. Plasmas*, **9**, 3721 (2000).
- [Nuckolls72] J. Nuckolls, *Nature*, **239**, 139 (1972).
- [Pert95] G. J. Pert, *Phys. Rev. E*, **51**, 4778 (1995).
- [PG96] E. F. P. Gibbon, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 799 (1996).
- [Pikuz95] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko et V. M. Romanova, *JETP Lett.*, **61**, 638 (1995).
- [Pines52] D. Pines et D. Bohm, *Phys. Rev.*, **85**, 338 (1952).
- [Pisani99] F. Pisani, M. Koenig et D. Batani, *Rev. Sci. Instrum.*, **70**, 3314 (1999).
- [Pisani00a] F. Pisani, Étude expérimentale de la propagation et du dépôt d'énergie d'électrons rapides dans une cible solide ou comprimée par choc laser : application à l'allumeur rapide, Thèse de doctorat, École Polytechnique (2000).

-
- [Pisani00b] F. Pisani, A. Bernardinello, D. Batani, A. Antonicci, E. Martinolli, M. Koenig, L. Gremillet, F. Amiranoff, S. Baton, J. Davies, D. Scott, P. Norreys, A. Djaoui, C. Rousseaux, P. Fewes, H. Baudulet et H. Pépin, *Phys. Rev. E*, **62**, R5927 (2000).
- [Pukhov97] A. Pukhov et J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2686 (1997).
- [Pukhov98] A. Pukhov et J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Plasmas*, **5**, 1880 (1998).
- [Pukhov01] A. Pukhov, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3562 (2001).
- [Quesnel98] B. Quesnel et P. Mora, *Phys. Rev. E*, **58**, 3718 (1998).
- [Ramis88] R. Ramis, R. Schmalz et J. Meyer-ter-Vehn, *Comput. Phys. Commun.*, **49**, 475 (1988).
- [Rebibo00] S. Rebibo, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2000).
- [Roth01] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, , S. P. Hatchett, C. Brown, I. Fountain, J. Johnson, D. M. Pennington, R. A. Snavely, S. C. Wilks, Y. Yasuike, H. Ruhl, F. Pegoraro, S. V. Bulanov, E. M. Campbell, M. D. Perry et H. Powell, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 436 (2001).
- [Rozmus90] Rozmus et V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. A*, **42**, 7401– (1990).
- [Rozmus92] Rozmus et V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. A*, **46**, 7810– (1992).
- [Ruhl95] H. Ruhl et P. Mulser, *Phys. Lett. A*, **205**, 388 (1995).
- [Ruhl99] H. Ruhl, A. Macchi, P. Mulser, F. Cornolti et S. Hain, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2095 (1999).
- [Santala00] M. I. K. Santala, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, E. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, T. McCanny, I. Spencer, R. P. Singhal, K. W. D. Ledingham, S. C. Wilks, A. C. Machacek, J. S. Wark, R. Allott, R. J. Clarke et P. E. Norreys, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1459 (2000).
- [Santos02] J. J. Santos, F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, M. R. L. Gloshech, , C. Rousseaux, D. Batani, A. Bernardinello, G. Greison et T. A. Hall, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 25001 (2002).
- [Santos03] J. J. Santos, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003).
- [Seltzer74] S. M. Seltzer, Transmission of electrons through foils, Rapport technique COM-74-11792, National Bureau of Standards (1974).

- [Sentoku02] Y. Sentoku, V. Y. Bychenkov, K. Flippo, A. Maksimichuk, K. Mima, G. Mourou, Z. M. Sheng et D. Umstadter, *Appl. Phys B*, **74**, 207 (2002).
- [Snaveley00] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, Y. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry et E. M. Campbell, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2945 (2000).
- [Soures96] J. M. Soures, R. L. McCrory, C. P. Verdon, A. Babushkin, R. E. Bahr, T. R. Boehly, R. Boni, D. K. Bradley, D. L. Brown, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, W. R. Donaldson, R. Epstein, P. A. Jaanimagi, S. D. Jacobs, K. Kearney, R. L. Keck, J. H. Kelly, T. J. Kessler, R. L. Kremens, J. P. Knauer, S. A. Kumpan, S. A. Letzring, D. J. Lonobile, S. J. Loucks, L. D. Lund, F. J. Marshall, P. W. McKenty, D. D. Meyerhofer, S. F. B. Morse, A. Okishev, S. Papernov, G. Pien, W. Seka, R. Short, M. J. Shoup, M. Skeldon, S. Skupsky, A. W. Schmid, D. J. Smith, S. Swales, M. Wittman, et B. Yaakobi, *Phys. Plasmas*, **3**, 2108 (1996).
- [Sternheimer66] R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, **145**, 247 (1966).
- [Sternheimer71] R. M. Sternheimer et R. F. Peierls, *Phys. Rev. B*, **3**, 3681 (1971).
- [Strickland85] D. Strickland et G. Mourou, *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
- [Tabak94] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wiks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry et R. J. Mason, *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
- [Tanaka00] K. Tanaka, R. Kodama, H. Fujita, M. Heya, N. Izumi, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Mima, N. Miyanaga, T. Norimatsu, A. Pukhov, A. Sunahara, K. Takahashi, M. Allen, H. Habara, T. Iwatani, T. Matusita, T. Miyakosi, M. Mori, H. Setoguchi, T. Sonomoto, M. Tanpo, S. Tohyama, H. Azuma, T. Kawasaki, T. Komeno, O. Maekawa, S. Matsuo, T. Shozaki, K. Suzuki, H. Yoshida, T. Yamanaka, Y. Sentoku, F. Weber, T. W. Barbee Jr et L. DaSilva, *Phys. Plasmas*, **7**, 2014 (2000).
- [Tatarakis98] M. Tatarakis, J. R. Davies, P. Lee, P. A. Norreys, N. G. Kasspakis, F. N. Beg, A. R. Bell, M. G. Haines et A. E. Dangor, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 999 (1998).
- [Tatarakis01] M. Tatarakis, M. Zepf, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, K. Krushelnick, K. Lendigham, I. Spencer, P. A. Norreys et

- R. J. Clarke, CLF-Rutherford Appleton Laboratory Annual Report 2000/2001, 23–24 (2001).
- [Tikhonchuk02] V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas, **9**, 1416 (2002).
- [Toupin00] C. Toupin, Interaction d’une impulsion laser ultra-intense avec un plasma dense : chauffage et transport électronique et ionique, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2000).
- [Val’chuk95] V. V. Val’chuk, N. B. Volkov et A. P. Yalovets, Plasma Phys. Rep., **21**, 159 (1995).
- [Verner95] D. A. Verner et D. G. Yakovlev, Astr. and Astrophys., **109**, 125 (1995).
- [Vu95] B.-T. V. Vu, O. L. Landen et A. Szoke, Phys. Plasmas, **2**, 476 (1995).
- [Wagner97] R. Wagner, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk et D. Umstadter, Phys. Rev. Lett., **78**, 3125 (1997).
- [Weibel59] E. S. Weibel, Phys. Rev. Lett., **2**, 83 (1959).
- [Weibel67] E. S. Weibel, Phys. Fluids, **10**, 741 (1967).
- [Wharton98] K. B. Wharton, S. P. Hatchett, S. C. Wilks, M. H. Key, J. D. Moody, V. Yanovsky, A. A. Offenberger, B. A. Hammel, M. D. Perry et C. Joshi, Phys. Rev. Lett., **81**, 822 (1998).
- [Wilks92] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak et A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett., **69**, 1383 (1992).
- [Wilks01] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon et R. Snavely, Phys. Plasmas, **8**, 542 (2001).
- [Yang95] T.-Y. B. Yang, Phys. Plasmas, **2**, 3146 (1995).
- [Young98] B. K. F. Young, A. L. Oserheld, D. F. Price, R. Shepherd, R. E. Stewart, A. Y. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. D. Lazzaro, T. Letardi, A. Grilli, L. Palladino, A. Reale, A. Scafati et A. Reale, Rev. Sci. Instrum., **69**, 4049 (1998).
- [Zel’dovich67] Y. B. Zel’dovich et Y. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Academic, New York, 1967).

- [Zepf00] M. Zepf, dans P. M. et J. C. Gauthier, rédacteur, *4th Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets* (Palaiseau, 2000).
- [Zepf01] M. Zepf, E. L. Clark, K. Krushelnick, F. N. Beg, C. Escoda, A. E. Dangor, M. I. K. Santala, M. Tatarakis, I. F. Watts, P. A. Norreys, R. J. Clarke, J. R. Davies, M. A. Sinclair, R. D. Edwards, T. J. Goldsack, I. Spencer et K. W. D. Ledingham, *Phys. Plasmas*, **8** (2001).
- [Zimmerman75] G. B. Zimmerman et W. L. Kruer, *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, **2**, 51 (1975).